
В.Г. Чашина

Введение в динамическую теорию мартенситных превращений

Учебное пособие

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЛЕСОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

В. Г. Чащина

ВВЕДЕНИЕ
В ДИНАМИЧЕСКУЮ ТЕОРИЮ
МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Учебное пособие

Рекомендовано к изданию научно-методическим советом
Уральского государственного лесотехнического университета

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2020

УДК 544.2(07)
ББК 22.3я7
Ч305

Рецензенты:

С. Д. Прокошкин, д-р физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник кафедры обработки металлов давлением Национального исследовательского технологического университета «МИСиС» (Москва)

С. П. Беляев, д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник кафедры теории упругости Санкт-Петербургского государственного университета (Санкт-Петербург)

Чащина, В. Г.

Ч305 Введение в динамическую теорию мартенситных превращений : учебное пособие / В. Г. Чащина ; Уральский государственный лесотехнический университет. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. — 70 с. : ил. — Библиогр. : с. 59–69. — ISBN 978-5-7996-2969-4. — Текст : электронный.

ISBN 978-5-7996-2969-4

В учебном пособии излагаются основные идеи динамической теории мартенситных превращений, протекающих с выраженными признаками фазовых переходов I рода. Особое внимание обращается на синтез концепций гетерогенного зарождения и волнового управления ростом мартенситного кристалла.

Пособие восполняет пробел, имеющийся в учебной литературе.

Рекомендуется в первую очередь студентам, магистрантам, аспирантам и специалистам в области физики твердого тела, физического материаловедения и физического металловедения.

УДК 544.2(07)
ББК 22.3я7

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	5
1. Волновая схема управления ростом кристалла мартенсита.....	8
2. Синтез концепций волнового роста и гетерогенного зарождения мартенсита.....	15
2.1. Минимальная справочная информация о дислокациях.....	16
2.2. Нормали к инвариантным плоскостям поля деформации типа растяжения-сжатия и согласование кинематического описания с деформационным.....	20
3. Упругие поля дислокаций и пространственный масштаб λ_c	23
4. Переход к финишным деформациям на примере ОЦК(α)-ГПУ(h) мартенситного превращения.....	32
4.1. Исходная кристаллогеометрическая информация.....	32
4.2. Сохранение порогового значения параметра η при переходе к финишным деформациям при формировании кристаллов мартенсита охлаждения.....	35
4.3. Обобщающие замечания.....	36
5. Механизм формирования двойников превращения.....	39
5.1. Выбор направлений волновых нормалей s - и ℓ -волн.....	39
5.2. Снятие вырождения по ориентациям границ регулярной слоистой (двойниковой) структуры при распространении ℓ -волны сжатия.....	41
5.3. Условие согласования скоростей s - и ℓ -волн при формировании идеальной (регулярной) двойниковой структуры.....	43

5.4. Формула для соотношения объемов компонент слоистой (двойниковой) структуры.....	45
5.5. Обсуждение результатов.....	46
5.6. Заключительные замечания о формировании двойниковой структуры.....	49
6. Обобщающие выводы и краткая навигация по результатам динамической теории мартенситных превращений.....	51
Заключение.....	55
Вопросы для самоконтроля.....	57
Библиографические ссылки.....	59

ВВЕДЕНИЕ

Чтобы найти истину, каждый должен
хоть раз в жизни освободиться от усвоен-
ных им представлений и совершенно за-
ново построить систему своих взглядов.

Рене Декарт

Мы не случайно вынесли в эпиграф слова выдающегося математика и основателя рациональной методологии, поскольку история развития теории мартенситных превращений является одним из примеров необходимости кардинального развития традиционных представлений.

При дальнейшем изложении предполагается, что читатели владеют базовой информацией об экспериментальных особенностях протекания γ - α мартенситного превращения в сплавах на основе железа, изложенной в [1]. Тем не менее напомним кратко основные выводы, вытекающие из обзора экспериментальных данных, которые нам понадобятся при изложении доступной для качественного наглядного изложения динамической теории мартенситного превращения.

1. Мартенситное превращение — это кооперативный процесс перестройки кристаллической структуры, возникающий при охлаждении исходной высокотемпературной фазы — аустенита (γ -фазы), имеющего гранецентрированную кубическую (ГЦК) кристаллическую решетку.

2. Продукт превращения — мартенсит или α -фаза — имеет объемноцентрированную кубическую (ОЦК) или тетрагональную (ОЦТ) кристаллическую решетку.

3. Превращение протекает в неравновесных условиях (при существенном отклонении от температуры T_0 равновесия фаз), с ярко выраженными признаками фазового перехода I рода: скачкообразное увеличение удельного объема составляет 2–5 %, выделяющееся

тепло порядка сотен калорий на моль, величина температурного гистерезиса до 400 К.

4. Температура абсолютной потери устойчивости аустенита отсутствует, т. е. идеальный кристалл аустенита метастабильно устойчив вплоть до температуры абсолютного нуля. Анализ данных показывает, что пороговую деформацию ε_{th} вблизи температуры M_s начала γ - α превращения можно полагать принадлежащей упругому диапазону ($\varepsilon_{th} \leq 10^{-3}$).

5. Скорость роста отдельного кристалла (≥ 7 км/с) превышает скорость продольных звуковых волн. Эта скорость относится к росту тонкопластинчатых кристаллов либо к торцевой скорости центральной пластинчатой области (мидрибу) линзовидных кристаллов.

6. Мартенситный кристалл характеризуется набором макроскопических морфологических признаков (габитусная плоскость, макросдвиг, межфазные ориентационные соотношения), однозначно связанных между собой.

7. Кристаллы мартенсита обладают закономерной внутренней структурой. Так, кристаллы с габитусами $\{5\ 5\ 7\}$ характеризуются сложной дислокационной структурой, тогда как для пластинчатых кристаллов с габитусами $\{2\ 2\ 5\}$, $\{2\ 5\ 9\}$ — $\{3\ 10\ 15\}$ типичным является образование внутренних двойников превращения.

8. Образование кристаллов связано с некоторым гетерогенным процессом начала их формирования. Однако явно выраженных зародышей новой фазы не наблюдается.

Напомним, в классической теории фазовых переходов I рода предполагается, что микроскопические зародыши новой фазы или уже существуют (например, пузырьки пара на поверхности сосуда с нагреваемой жидкостью либо микрокапельки в охлаждаемом паре), или возникают вблизи некоторых неоднородностей. Особый случай относится к точке абсолютной потери устойчивости исходной фазы. Казалось бы, естественным полагать, что и в исходном аустените, содержащем дефекты, можно выделить обособленную область, ограниченную дефектами (например, совокупностью дислокационных петель) таким образом, что деформационные поля дефектов вызывают смещения атомов в обособленной области, приближающие атомы к новым характерным для мартенсита положениям равновесия.

Тогда подобную область можно было бы назвать зародышем (или по крайней мере прообразом зародыша) новой фазы. Соответственно рост подобного зародыша можно было бы трактовать как процесс расширения дислокационных петель. Такая модель обсуждается, в частности, в [2]. Однако эта модель ограничена режимом роста кристалла со скоростью, меньшей скорости звука.

Действительно, эксперименты [3] показали, что разгоняемые дислокации не превышают скорости звука. В связи с этим уместно заметить, что в континуальной теории дислокаций [4] скорость звука для дислокаций недостижима, аналогично тому, как в специальной теории относительности скорость света в вакууме недостижима для объектов, имеющих конечное значение массы покоя. Разумеется, на атомистическое описание движения дислокаций [5] запрет континуальной теории не распространяется. Тем не менее оценка [6] уровня внешнего напряжения, необходимого для поддержания наблюдаемых значений сверхзвуковой скорости роста кристаллов, приводит к значениям, превышающим теоретический предел прочности (что уже не имеет физического смысла). Таким образом, дислокационные модели роста кристаллов можно применять лишь при скоростях роста, меньших скорости звука.

Разумеется, идея о неоднородностях (и в первую очередь дислокациях) как объектах, способствующих старту мартенситного превращения, является более общей, чем представления о дислокационных моделях зародыша и роста кристаллов. Более того, нами будет показано, как именно уже отдельная дислокация способна инициировать превращение, нарушая своим упругим полем симметрию исходной фазы. По сути, речь идет о расширении списка сценариев реализации гетерогенного зарождения при фазовых переходах I рода в кристаллических телах, совместимых со сверхзвуковой скоростью роста.

Цель данного учебного пособия — изложить в доступной форме основную идеологию динамической теории мартенситных превращений, чтобы облегчить начинающей свою исследовательскую деятельность молодежи освоение перспективной научной тематики, а также осветить основные достижения динамической теории, выполнив функции своеобразного путеводителя по достаточно обширному информационному полю.

1. ВОЛНОВАЯ СХЕМА УПРАВЛЕНИЯ РОСТОМ КРИСТАЛЛА МАРТЕНСИТА

Как уже отмечалось, мидриб кристалла имеет вид пластины с парой плоскопараллельных граней, площадь которых велика по сравнению с площадями остальных. Эти грани являются основными, задающими габитусную плоскость кристалла. Ясно, что в случае тонкопластинчатых кристаллов габитусные плоскости совпадают с макроскопическими границами раздела фаз. Существует несколько семейств ориентировок, каждое из которых содержит 24 варианта.

При указании кристаллографических характеристик ниже используется декартова система координат с осями вдоль трех ортогональных ребер элементарной ГЦК ячейки (γ -фазы). Отдельное направление указывается тремя числами в квадратных скобках, а для семейства аналогичных направлений используют угловые скобки: $[hkl]$ и $\langle hkl \rangle$. Отдельная плоскость указывается числами в круглых скобках, а для семейства плоскостей используют фигурные скобки: (hkl) и $\{hkl\}$.

На рис. 1 приведены элементарные ячейки, соответствующие γ - и α -фазам, где атомам сопоставлены кружки, расположенные в вершинах, серединах граней или в центре куба.

Габитусная плоскость однозначно связана с соответствующим набором макроскопических морфологических признаков, что указывает на существование единого управляющего ростом кристалла процесса, обеспечивающего его кооперативность. Итак, с габитусной плоскостью связан единственный путь мартенситной реакции. Как будет ясно из дальнейшего изложения, в динамической теории

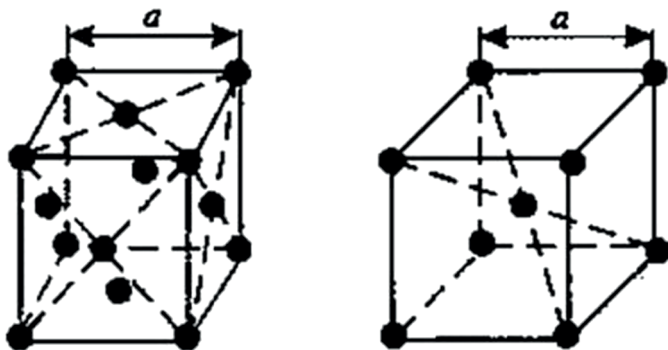


Рис. 1. Элементарные ячейки ГЦК (слева) и ОЦК (справа) решеток.
Длина ребра куба a — параметр решетки

ориентация габитуса находится исключительно просто, поэтому именно ее удобно выбрать в качестве базового морфологического признака.

Будем полагать, что пороговая деформация, разделяющая γ - и α -состояния решетки, имеет характер растяжения и сжатия в двух ортогональных направлениях.

Поскольку дислокационные схемы не подходят для описания роста кристалла, процесс роста безальтернативно связан с некоторым волновым процессом. И основополагающая задача теории — создать модель управляющего волнового процесса.

Учитывая, что, согласно экспериментальным данным, пороговая деформация лежит в упругой области, можно полагать, что процесс роста мартенситного кристалла инициируют продольные упругие волны, допускающие гармоническое описание.

Следовательно, волновая схема управления ростом мартенситного кристалла должна как минимум давать описание указанного типа пороговой деформации, пластинчатой формы кристалла (с вычислением габитусной плоскости) и высокой (сверхзвуковой) скорости роста.

Одновременному выполнению перечисленных требований отвечает схема, приведенная на рис. 2.

Плоскость габитуса отождествляется с геометрическим местом точек, «заметаемых» линией пересечения фронтов пары плоских волн, бегущих в ортогональных направлениях. Волны считаются продольными, так что каждая из волн в процессе распространения выделяет чередующиеся области с деформациями растяжения и сжатия вдоль направлений нормалей к фронтам волн, совпадающих с направлениями скоростей распространения волн \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 .

Дадим элементарное пояснение, каким образом выразить вектор нормали к габитусной плоскости \mathbf{N} через векторы \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 . Очевидно, что нормаль к любой плоскости задается векторным произведением пары неколлинеарных векторов, лежащих в этой плоскости. В нашем случае ясно, что один из векторов совпадает с векторным произведением $[\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2]$, которое коллинеарно линии пересечения плоских фронтов волн. Второй же вектор $\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2$ равен скорости движения линии пересечения, так как эта линия принадлежит обоим фронтам и движется с суперпозиционной скоростью. Тогда понятно, что

$$\mathbf{N} \parallel [(\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2), [\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2]]. \quad (1)$$

Естественно полагать, что формирование пластины мартенсита происходит за счет присоединения областей, испытывающих синхронные растяжения и сжатия (вблизи ортогональных направлений), обусловленные распространяющимися волнами смещений, имеющими пороговые значения амплитуд для инициирования мартенситного превращения.

На рис. 2 направления распространения волн выбраны для простоты строго ортогональными и обозначены цифрами 1 и 2, которым соответствуют скорости \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 и длины волн λ_1 и λ_2 ; штриховкой указаны поперечные сечения областей с благоприятными для превращения направлениями напряжений (растяжения — в направлении 1, сжатия — в направлении 2) в начальный и последующие моменты времени. Область, заключенная между жирными линиями, представляет собой сечение пластины (с толщиной порядка $\lambda/2$), являющейся прообразом пластины мартенсита. Заштрихованная область наложения волн, как и линия пересечения фронтов волн, движется со скоростью $\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2$. Раскрывая двойные векторные про-

изведения (предлагаем читателям проделать эту операцию), легко преобразовать (1) к виду

$$N_{1,2} \parallel \mathbf{n}_2 - \alpha_{21} \mathbf{n}_1, \quad \alpha_{21} = \frac{v_2}{v_1}, \quad |\mathbf{n}_{1,2}| = 1, \quad \mathbf{n}_1 = \frac{\mathbf{v}_1}{|\mathbf{v}_1|}, \quad \mathbf{n}_2 = \frac{\mathbf{v}_2}{|\mathbf{v}_2|}. \quad (2)$$

Полезно отметить, что:

1. Сверхзвуковая скорость в этой модели совпадает с векторной суммой скоростей волн, т. е. имеет тот же порядок величины, что и скорости \mathbf{v}_1 , \mathbf{v}_2 . Ее появление естественно уже на стадии пороговой (сравнительно небольшой) деформации и не связано с модификацией свойств среды, обусловленной образованием мартенситных кристаллов, обладающих повышенным удельным объемом. Подобной модификацией свойств среды Локшин (см. [1, 7, 8]) пытался объяснить сверхзвуковую скорость распространения фронта мартенситного превращения в поликристаллическом образце, интерпретируя его как сильную ударную волну. Очевидно, что предложенная нами интерпретация опирается на представления о характере пороговой деформации и вводит важный материальный параметр — отношение скоростей волн, задаваемых исключительно константами

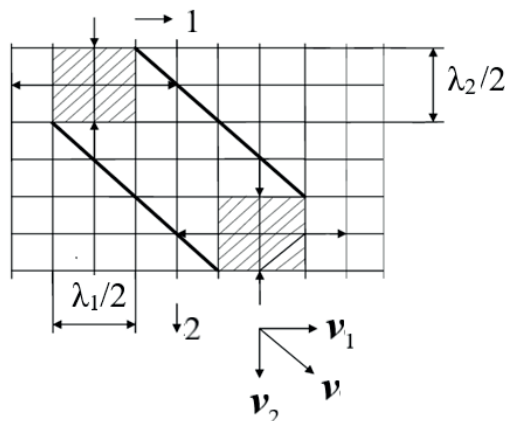


Рис. 2. Описание прообраза пластины мартенсита в схеме двух плоских волн, распространяющихся в ортогональных направлениях: \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 — скорости; λ_1 и λ_2 — длины волн

упругости аустенита (напомним, для кубических кристаллов имеется три независимых упругих модуля). Сразу же подчеркнем, что этот физически очевидный параметр входит в определение и остальных макроскопических морфологических признаков.

2. Мы ограничились рассмотрением только одного из четырех возможных квадрантов. Совершенно ясно, что аналогично можно ввести и суперпозиционную скорость $\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$, модуль которой также соответствует сверхзвуковой скорости, а направление распространения лежит в другом квадранте. Поэтому в более общем случае формулу (2) можно переписать в виде

$$N_{1,2} \parallel \mathbf{n}_2 \pm \alpha_{21} \mathbf{n}_1, \quad \alpha_{21} = \frac{v_2}{v_1}, \quad |\mathbf{n}_{1,2}| = 1, \quad \mathbf{n}_1 = \frac{\mathbf{v}_1}{|\mathbf{v}_1|}, \quad \mathbf{n}_2 = \frac{\mathbf{v}_2}{|\mathbf{v}_2|}. \quad (3)$$

3. Формула (3) справедлива и в общем случае неортогональных волновых нормалей \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 .

4. Принадлежность пороговой деформации к упругому диапазону позволяет использовать при оценках гармоническое описание для пар волн, задающих габитусную плоскость. Напомним формулу для волны с плоским фронтом, перпендикулярным волновому вектору \mathbf{k} :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_{\max} \sin(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}), \quad \omega = \frac{2\pi}{T},$$

где $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ — вектор малого смещения среды в точке с радиус-вектором \mathbf{r} в момент времени t ; $|\mathbf{u}_{\max}| = u_{\max}$ — амплитуда колебаний; $\mathbf{u}_{\max}/u_{\max}$ — вектор поляризации (для продольных волн коллинеарен \mathbf{k}); ω — циклическая частота колебаний; T — период колебаний.

Тогда для продольных волн очевидно, что деформации (производные от \mathbf{u} по координате в направлении \mathbf{k}) достигают максимальных по величине значений $|\varepsilon_{1,2}|_{\max} = (u_{1,2})_{\max} k_{1,2}$ в центрах ячеек (заштрихованных на рис. 2), где $(u_{1,2})_{\max}$ — амплитуды волн; $k_{1,2} = 2\pi/\lambda_{1,2}$ — волновые числа; $\lambda_{1,2}$ — длины соответствующих волн. На границах же ячеек ситуация иная: на границах, перпендикулярных к вектору \mathbf{v}_2 , равна нулю деформация сжатия, а на границах, перпендикулярных к вектору \mathbf{v}_1 , равна нулю деформация растяжения. Поскольку пороговая деформация конечна, поперечные

размеры $d_{1,2}$ области возбужденного состояния, при которых будет выполняться пороговое условие для распространяющейся в волновом режиме деформации, должны удовлетворять неравенству

$$d_{1,2} < \frac{\lambda_{1,2}}{2}. \quad (4)$$

По этой причине прообразу мартенситной пластины соответствует уточненный вариант волнового управления, приведенный на рис. 3.

Наличие тонкой структуры двойников превращения в виде микропластинок с чередующимися ориентациями главных осей сжатия, указывает на целесообразность учета в составе управляющего волнового процесса не только пары относительно длинных волн, ответственных за описание габитуса, назовем их ℓ -волнами (от англ. *long*), но и более коротких волн, назовем их s -волнами (от англ. *shot*).

В настоящее время ясно [9], что главным образом пары s -волн, бегущие вдоль ортогональных направлений $\langle 100 \rangle_\gamma$ и $\langle 010 \rangle_\gamma$, ответственны за формирование основной компоненты двойниковой структуры, имеющей большой объем.

Из (3) очевидно, что при указанных направлениях распространения s -волн и параметре $\alpha_{21} = 1$ ориентация границ двойниковых

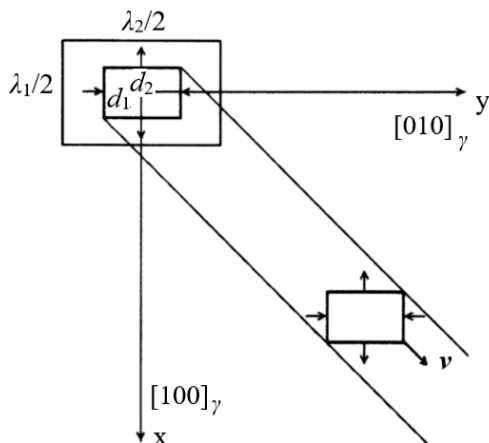


Рис. 3. Формирование пластинообразной области, теряющей устойчивость при распространении пороговой деформации

прослойка совпадает с вариантами, принадлежащими семейству $\{110\}_\gamma$, что соответствует экспериментальным данным.

5. Учет s -волн в сочетании с ℓ -волнами обеспечивает трехмерность пороговой деформации, переносимой волновым процессом. Причем на ориентацию габитуса s -волны и связанная с ними двойниковая структура не влияют. Этот вывод кардинально отличается от выводов феноменологического кристаллогеометрического подхода [10–13], согласно которому интерпретация габитуса как макроскопически инвариантной плоскости возможна лишь при вполне определенном соотношении объемов компонент двойниковой структуры.

Конструктивность предложенной схемы при интерпретации морфологических признаков обеспечивается простотой способа отыскания габитуса по известным направлениям волновых нормалей и отношению κ скоростей волн. Область решетки в форме параллелепипеда, длинная ось которого коллинеарна линии пересечения фронтов волн, возникает на начальном этапе и воспроизводится на стадии роста. Грани параллелепипеда, коллинеарные главной оси, разбиваются на две пары, причем параллельные грани колеблются в противофазе, обеспечивая в области параллелепипеда деформацию сжатия-растяжения в двух ортогональных направлениях. Если допустить, что подобное возбужденное состояние возникает в решетке на начальной стадии превращения, то описание схемы управления ростом кристалла можно сделать более реалистичным, заменяя пару волн с бесконечными плоскими фронтами на пару волновых пучков. При этом соотношение (3) сохраняется, а рост пластины мартенсита получает непротиворечивое описание в модели согласованного распространения управляющих ростом мартенситного кристалла волн смещений атомов с волной переключения между γ - и α -состояниями решетки. Понятие о волнах переключения будет еще использовано ниже в связи с введением термина «канал превращения», оно органично связано с введением новой концепции гетерогенного зарождения, приводящей к картине сильно возбужденного состояния, порождающего управляющий волновой процесс.

2. СИНТЕЗ КОНЦЕПЦИЙ ВОЛНОВОГО РОСТА И ГЕТЕРОГЕННОГО ЗАРОЖДЕНИЯ МАРТЕНСИТА

Представление о возбужденном состоянии решетки в форме колеблющегося параллелепипеда существенно конкретизирует гипотезу о начальной флуктуации при фазовом переходе, остающуюся обычно неопределенной. Оно позволяет перейти к целенаправленному отбору дефектов, способных выполнять функции центра зарождения мартенситного кристалла, не входящего в объем зародыша. Дефект, упругое поле которого в некоторой области решетки характеризуется деформацией с главными значениями $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$ и $\varepsilon_3 \approx 0$ ($|\varepsilon_3| \ll |\varepsilon_1|, |\varepsilon_2|$), снижает барьер для возникновения флуктуаций описанного выше типа (ребра прямоугольного параллелепипеда ориентируются вдоль трех ортогональных собственных векторов ξ_i тензора деформации).

Поскольку для кристаллического твердого тела типичным дефектом являются дислокации, естественно предположить, что именно дислокации играют роль центров зарождения.

Поэтому можно ожидать установления соответствия между морфологическими признаками мартенситного кристалла (габитусная плоскость, ориентационные соотношения, главная ось сжатия, направление сдвига) и характеристиками упругого поля дислокации.

Для удобства дальнейшего чтения приведем некоторые сведения о дислокациях.

2.1. Минимальная справочная информация о дислокациях*

Полезно напомнить, что дислокация относится к линейным дефектам, нарушающим правильное чередование атомных плоскостей. В отличие от точечных дефектов (атомов внедрения либо вакансий), нарушающих ближний порядок, дислокации нарушают дальний порядок в кристалле, искажая всю его структуру.

Кристалл с идеальной решеткой можно изобразить в виде семейства параллельных атомных плоскостей (рис. 4, а)

Если одна из плоскостей обрывается внутри кристалла (рис. 4, б), то ее край образует линейный дефект, называемый краевой дислокацией. Рис. 4, в иллюстрирует другой простейший тип дислокации — винтовую дислокацию. Здесь ни одна из атомных плоскостей не оканчивается внутри кристалла, но сами плоскости лишь приблизительно параллельны и смыкаются друг с другом так, что фактически кристалл состоит из единственной винтообразно изогнутой атомной плоскости.

При каждом обходе вокруг оси дислокации эта «плоскость» поднимается (или опускается) на один шаг винта, равный межплоскостному расстоянию. Ось винтовой лестницы и образует линию дислокации.

Основной геометрической характеристикой дислокации является так называемый вектор Бюргерса. Для отыскания вектора Бюргерса нужно составить из векторов трансляции кристаллической решетки контур так, чтобы он замыкался в идеальной решетке. Тогда этот контур (контур Бюргерса), построенный вокруг линии дислокации, окажется разорванным (рис. 5). Вектор трансляции, который нужно провести для того, чтобы соединить начало и конец контура, и называется вектором Бюргерса дислокации.

В случае краевой дислокации (рис. 5, а) вектор Бюргерса перпендикулярен линии дислокации, а его длина равна лишнему межплоскостному расстоянию, соответствующему оборванной плоскости. В случае винтовой дислокации (рис. 5, б) вектор Бюргерса параллеле-

* Использована часть публикации о дислокациях в кристаллах, размещенной на сайте <https://helpiks.org/1-102858.html>

лен дислокации и равен по величине шагу винта. При других значениях угла между дислокацией и вектором Бюргерса получаются смешанные дислокации.

Для краевой дислокации используют символ \top (либо \perp), отражающий наличие лишней полуплоскости, как показано на рис. 6.

Ширина области ядра дислокации не превышает нескольких междоатомных расстояний. Вдали от этой области искажения решетки

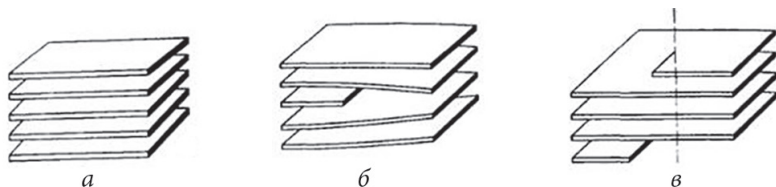


Рис. 4. Основные виды дислокаций:

а — идеальная система атомных плоскостей; б — краевая дислокация;
в — винтовая дислокация

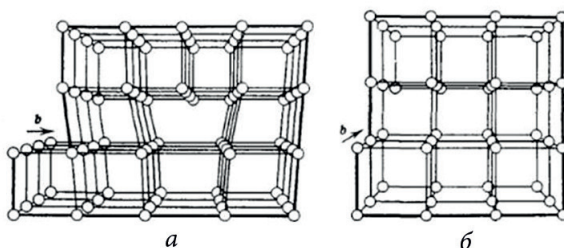


Рис. 5. Вектор Бюргерса для краевой (а) и для винтовой (б) дислокации

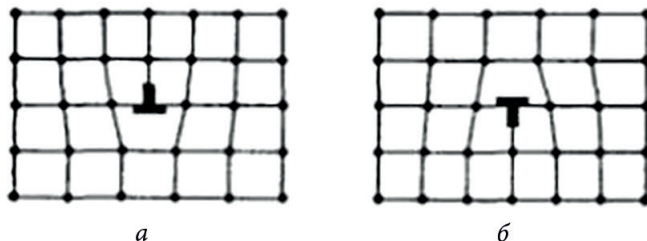


Рис. 6. Обозначение краевой дислокации

малы и прекрасно описываются анизотропной континуальной теорией упругости [4], учитывающей симметрию реальной дискретной кристаллической среды.

Наглядно возникновение дислокаций демонстрируют варианты деформации сдвига, приводящие к пластической деформации. Так, из рис. 7 ясно, что граница сдвига AB , отделяющая сдвинутую (верхнюю) область от несдвинутой, и есть линия краевой дислокации, перпендикулярная вектору сдвига. Возникновение винтовой дислокации при сдвиге показано на рис. 8. Линия дислокации не может кончаться внутри кристалла. Она должна либо выходить на поверхность кристалла, либо разветвляться на другие дислокации, либо образовывать внутри кристалла замкнутую петлю.

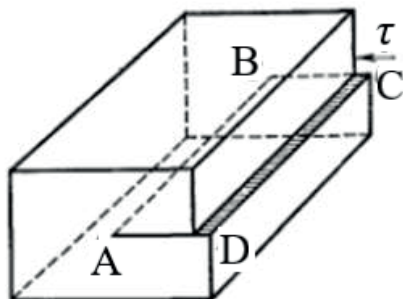


Рис. 7. Сдвиг, создающий краевую дислокацию

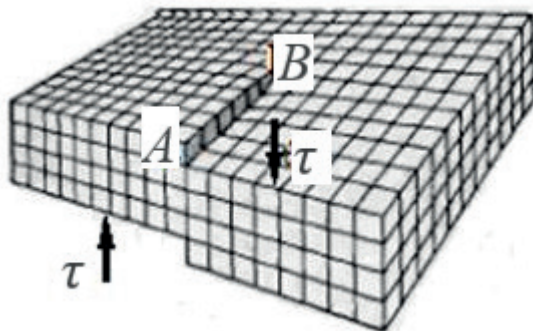


Рис. 8. Сдвиг, создающий винтовую дислокацию

Таким образом, дислокация — это граница области незавершенного сдвига внутри кристалла, или нарушение правильности структуры вдоль некоторой линии, которая не может оборваться внутри кристалла. Оба этих определения эквивалентны.

Заметим, дислокационная петля характеризуется единым вектором Бюргерса, поэтому одни сегменты петли могут относиться к краевому типу дислокации, а другие к винтовому варианту. Кроме того, подчеркнем, что упругая энергия, связанная с дислокацией, пропорциональна квадрату вектора Бюргерса.

Для того чтобы краевая дислокация передвинулась в плоскости скольжения на одно межплоскостное расстояние, не нужно разрывать связи во всех атомных плоскостях, пересекающих плоскость скольжения. Достаточно, чтобы разорвалась связь по одной соседней плоскости, тогда дислокация переместится на одно межатомное расстояние. При этом лишняя атомная полуплоскость сама никуда не перемещается, а как бы передает «эстафету» соседней плоскости: целостность плоскости, которая была оборванной, восстанавливается, а соседняя плоскость становится оборванной. Когда скользящая краевая дислокация пересекает весь кристалл и выходит на его поверхность, верхняя половина кристалла оказывается сдвинутой относительно нижней на одно межплоскостное расстояние, так что на боковой поверхности кристалла образуется ступенька, а на всем пути, где прошла дислокация, восстанавливается целостность решетки.

Плоскость, в которой движется дислокация, называется плоскостью скольжения.

Кроме движения скольжения, при котором полуплоскость перемещается параллельно самой себе, возможен и другой вид дислокационного движения, когда плоскость движется вдоль самой себя, глубже входя в кристалл или, наоборот, выходя из него. Этот вид движения краевой дислокации называется переползанием.

Количественной характеристикой концентрации дислокаций является параметр, называемый «плотностью дислокаций». Это число линий дислокаций, пересекающих единичную площадку в кристалле, ориентированную под определенным углом к осям координат.

Очевидно, что плотность дислокаций может быть разной при различной ориентации этой площадки в кристалле, поэтому плот-

ность дислокаций является, строго говоря, тензорной величиной. Но обычно плотность дислокаций принимают примерно одинаковой для всех направлений, и можно считать, что плотность дислокаций равна числу дислокационных линий, пересекающих единицу площади кристалла в каком-либо удобном для наблюдения направлении.

Большинство методов экспериментального наблюдения дислокаций основано на регистрации напряжений или искажений в решетке, обусловленных дислокацией. В кристаллах, выращенных обычными методами кристаллизации из расплава, плотность дислокаций составляет примерно $(10^4 - 10^6) \text{ см}^{-2}$. Путем специальной термической обработки можно понизить эту плотность до $(10^3 - 10^4) \text{ см}^{-2}$.

Наилучшие полупроводниковые кристаллы, полученные путем выращивания, имеют плотность дислокаций $(10^2 - 10^3) \text{ см}^{-2}$. Специально выращенные нитевидные бездислокационные кристаллы (так называемые «усы») содержат всего одну дислокацию и обладают прочностью, существенно превосходящей обычные кристаллы или поликристаллические материалы.

В результате пластической деформации плотность дислокаций быстро возрастает на несколько порядков $(10^8 - 10^{10}) \text{ см}^{-2}$.

2.2. Нормали к инвариантным плоскостям поля деформации типа растяжения-сжатия и согласование кинематического описания с деформационным

В случае плоской деформации ($\varepsilon_3 = 0$) и различия знаков двух главных значений $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$, как известно, имеются инвариантные плоскости (рис. 9), нормали $N_{\text{ин}}$ к которым выражаются через $\varepsilon_{1,2}$ и $\xi_{1,2}$:

$$N_{\text{ин}} \parallel \xi_2 \pm k\xi_1, \quad |\xi_{1,2}| = 1, \quad (5)$$

$$k = \frac{1 - |\varepsilon_2|}{1 + \varepsilon_1} \left(\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_2|} \frac{(2 + \varepsilon_1)}{(2 - |\varepsilon_2|)} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Учитывая, что при упругой деформации $\varepsilon_1, |\varepsilon_2| \ll 1$, в (5), (6) можно полагать $k \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_2|}}$. Если $\varepsilon_3 \neq 0$, но $|\varepsilon_3| \ll \varepsilon_1, |\varepsilon_2|$, то формула (5)

определяет нормали $N_{\text{сн}}$ к слабоискаженным плоскостям.

Поскольку упругое поле дефекта (с собственными векторами ξ_1 и ξ_2 и собственными значениями $\varepsilon_1 > 0, \varepsilon_2 < 0$) нарушает симметрию исходной фазы, снижая межфазные энергетические барьеры, разумно считать, что при возникновении начального возбужденного состояния порождаются колебания [6] с векторами поляризации вдоль осей ξ_1 и ξ_2 . Тогда для направлений волновых нормалей естественно полагать

$$n_1 = \xi_1, \quad n_2 = \xi_2. \quad (7)$$

Различие знаков деформаций, переносимых волнами, указывает на то, что волновой процесс намечает габитусную плоскость как инвариантную (или слабоискаженную). Сравнение (5) и (3) при учете (7) приводит к условию (8), выполнение которого обеспечивает возможность

$$\frac{v_2}{v_1} = \alpha = k \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_2|}}, \quad (8)$$

кинематического согласования волнового описания габитуса с деформационным. Из (8) очевидно, что если отношение деформаций растяжения и сжатия в волновом режиме совпадает с α^2 , то достигается и динамическое согласование. Выполнение соотношений (7) и (8) соответствует синтезу концепций гетерогенного зарождения и волнового роста кристалла. В наглядной концентрированной

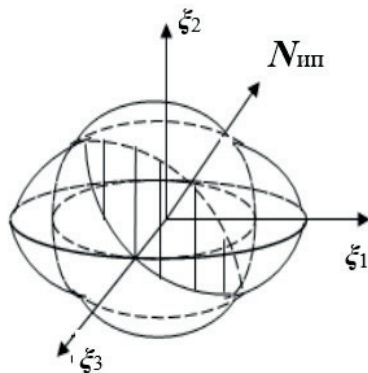


Рис. 9. Пересечение шара единичного радиуса с эллипсоидом деформации: $\varepsilon_1 > 0, \varepsilon_2 < 0, \varepsilon_3 = 0$ (заштрихована одна из двух инвариантных плоскостей)

ной форме суть динамического описания спонтанного реконструктивного МП может быть отражена в виде схемы, представленной на рис. 10.



Рис. 10. Схема описания спонтанного (при охлаждении) мартенситного превращения в рамках концепций гетерогенного зарождения и волнового роста мартенситного кристалла

3. УПРУГИЕ ПОЛЯ ДИСЛОКАЦИЙ И ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ МАСШТАБ λ_ℓ

Одной из неотъемлемых особенностей предпереходного состояния аустенита является, по-видимому, наличие неоднородных упругих деформаций, с которыми связаны интересующие нас пространственные масштабы порядка λ_ℓ и λ_s , где λ_ℓ и λ_s — длины ℓ - и s -волн.

Простая оценка порядка величины λ_ℓ сразу вытекает из представлений о зарождении в упругом поле отдельной дислокации [14–16]. Действительно, как показывают расчеты упругих полей прямолинейных дислокаций, соответствующие главные значения ε_1 и $|\varepsilon_2|$ тензора деформации в области зарождения могут не только удовлетворять условию плоской деформации с парой инвариантных (слабоискаженных) плоскостей:

$$\varepsilon_1 > 0, \varepsilon_2 < 0, \varepsilon_3 \approx 0, \quad (9)$$

но и принимать близкие к максимальным значения $\varepsilon_1(\Theta_0)$, $|\varepsilon_2(\Theta_0)|$ (экстремумы ищутся по угловой переменной Θ при некотором фиксированном расстоянии r до дислокационной линии). Следовательно, в области зарождения упругое поле дефекта в максимальной степени снижает энергетический барьер для старта плоской деформации с инвариантной (при $\varepsilon_3 = 0$) или слабоискаженной (при $\varepsilon_3 \approx 0$) плоскостью. Угловая локализация этой области определяется окрестностью $\Delta\Theta \sim d/r$ вблизи полярного угла Θ_0 , в которой выполняются условия (9) и изменение удельного объема δ имеет определенный знак.

Обсудим теперь вопросы о расстоянии r от линии дислокации до места локализации начального возбужденного состояния (до оси параллелепипеда на рис. 11), а также о величине d его поперечного размера (рис. 12). Очевидно, что упругое поле дефекта по сечению параллелепипеда (на масштабе d) можно считать приблизительно однородным, если выполняется условие

$$d/r \leq 0,1. \quad (10)$$

Будем считать также, что прямолинейный сегмент отдельной дислокации может играть роль центра зарождения.

Полагая, что среднее расстояние между дислокациями равно L , влиянием упругих полей других дислокаций можно пренебречь, если

$$r \sim 0,1 L. \quad (11)$$

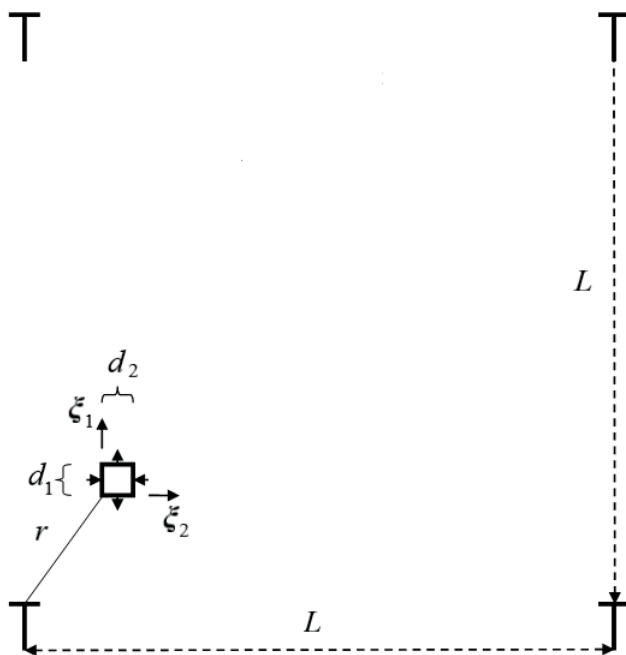


Рис. 11. Область локализации начального возбужденного состояния в упругом поле отдельной дислокации: соотношение масштабов L и r

Но L , в свою очередь, связано с плотностью дислокаций ρ :

$$L \sim \rho^{-1/2}. \quad (12)$$

Из (10)–(12) ясно, что

$$d \sim 10^{-2} \rho^{1/2}. \quad (13)$$

Естественно при реалистической оценке в качестве нижней границы значений ρ принять типичную для отожженных монокристаллов плотность дислокаций $\rho \sim 10^{-4} \text{ см}^{-2}$. Тогда из (13) получаем $d \sim 1 \text{ мкм}$. Напомним, что размеры $d_{1,2}$ порядка половин длин волн, управляющих ростом кристалла мартенсита, и задают

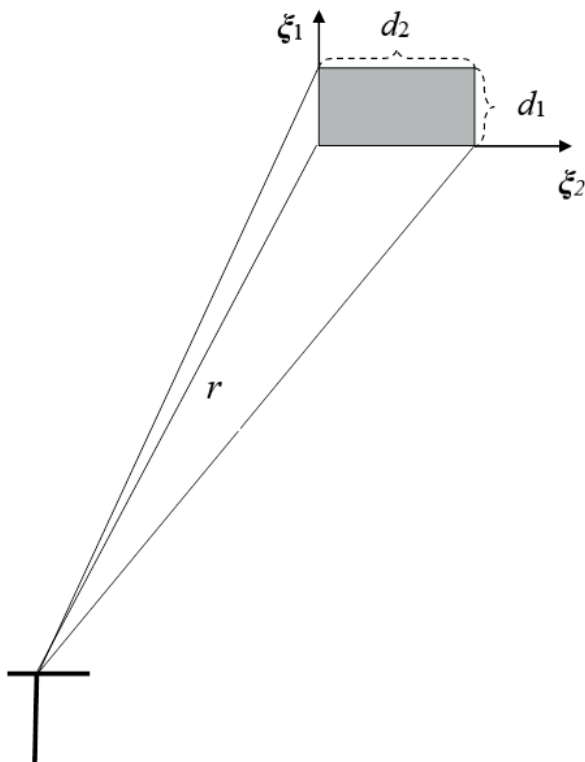


Рис. 12. Область локализации начального возбужденного состояния в упругом поле отдельной дислокации: соотношение масштабов r и d

толщину пластинчатых мартенситных кристаллов (либо толщину мидриба — центральной пластинчатой зоны линзовидных кристаллов). Именно такие толщины и характерны для первых крупных кристаллов мартенсита, появляющихся в монокристаллических образцах либо в крупных зернах поликристаллов (с диаметрами порядка 100 мкм). Подчеркнем, что условию (10) приблизительной однородности упругой деформации по поперечному сечению «зародыша» можно формально удовлетворить, выбирая и меньшие значения d (разумеется, выбор величины d меньше параметра решетки a лишен физического смысла). Однако мы сознательно используем при оценке максимальные значения d , еще совместимые с требованием (10). Дело в том, что при переходе I рода высвобождающаяся энергия тем больше, чем меньше отношение площади поверхности «зародыша» S_N к его объему V_N . Для интересующего нас «зародыша» в форме прямоугольного параллелепипеда с длинами ребер d_1, d_2, ℓ получаем

$$\frac{S_N}{V_N} = 2 \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} + \frac{1}{\ell} \right), \quad (14)$$

т. е. рост размеров «зародыша» (в частности, рост поперечного размера) будет способствовать росту высвобождающейся энергии.

Ясно, что выбор в качестве величины d максимального значения d_m , еще совместимого с требованием (10), не противоречит условию малости пороговых деформаций $\varepsilon_{1n}, \varepsilon_{2n}$:

$$\varepsilon_{1n}, |\varepsilon_{2n}| < \varepsilon_{el} \sim (10^{-4} - 10^{-3}) \ll 1, \quad (15)$$

поскольку упругая деформация ε_{ed} , создаваемая прямолинейной дислокацией, пропорциональна $1/r$, а возрастание d_m при выполнении (10) предполагает и возрастание r . Разумеется, при возрастании плотности дислокаций величины $L(\rho)$, $r(\rho)$ и $d(\rho)$ будут уменьшаться. Заметим, что в (15) указано значение макроскопического предела упругости, фактически обусловленное пороговым условием генерации дислокаций в монокристаллах или крупнозернистых поликристаллах. При уменьшении характерных пространственных

масштабов, например, при переходе к диапазону ≤ 100 нм, типичному для нанокристаллического состояния и периодов двойниковых структур двойников превращения, предел упругости возрастает [9, 17] по порядку величины ($10^{-2} \leq (\epsilon_{el})_{nano} < 10^{-1}$).

Достигнутое в рамках волнового подхода понимание главной особенности γ - α мартенситного превращения — механизма сверхзвукового роста мартенситного кристалла и трактовка габитусной плоскости, как геометрического места точек, «заметаемого» движущейся линией пересечения фронтов пары волн с ортогональными волновыми векторами, создали необходимую базу для продвижения в понимании остальных наблюдаемых особенностей превращения. Ниже кратко остановимся на трех важных проблемах, играющих принципиальную роль для завершения построения динамической теории формирования мартенситных кристаллов в предельном случае сверхзвуковой скорости роста.

Существование однозначной связи между морфологическими признаками позволяет при анализе акцентировать внимание на одном из признаков, руководствуясь соображениями наглядности и простоты описания. В развиваемой волновой модели таким признаком естественно стала габитусная плоскость, поскольку для ее отыскания достаточно рассмотреть пороговой деформации.

Действительно, метастабильная устойчивость аустенита при температуре M_s позволяет считать, что кристаллографическая ориентация границ (в базисе исходной фазы) пластинообразной области решетки, теряющей устойчивость по мере распространения управляющего волнового процесса, не изменяется в ходе релаксации решетки к новому устойчивому состоянию. Исключительна простота расчета габитуса. Согласно (3) берется линейная комбинация двух единичных векторов, причем в качестве весового множителя выступает отношение α модулей скоростей управляющих волн. Эта простота, с учетом того что габитусу однозначно соответствует конкретный путь мартенситной реакции, позволила, на основе анализа расчетов упругих полей дефектов [14–16], [18–26] и синтеза концепций гетерогенного зарождения и волнового роста кристаллов, отобрать наиболее вероятные дислокационные центры зарождения, приводящие к наблюдаемым габитусным плоскостям.

В частности, применительно к γ - α мартенситному превращению было показано, что кристаллам с габитусами, близкими к семействам $\{557\}_{\gamma}$ и $\{225\}_{\gamma}$, сопоставляются семейства 60° смешанных дислокаций с линиями $\langle 1\bar{1}0 \rangle_{\gamma}$, тогда как семействам габитусов $\{259\}_{\gamma}$ и $\{3\ 10\ 15\}_{\gamma}$ сопоставляются семейства 30° смешанных дислокаций с линиями $\langle 1\bar{2}1 \rangle_{\gamma}$.

Успешная идентификация дислокационных центров зарождения, осуществляемая на первом этапе при расчете упругих полей бесконечных прямолинейных дислокаций и простейшем варианте наследования (см. соотношения (7) и (8)) информации об упругом поле в области начального возбужденного состояния («зародыша»), подтвердила правомерность волновой схемы управления, приведенной в трехмерном изображении на рис. 13.

Вместе с тем вопросы, относящиеся к интерпретации ориентационных соотношений и макросдвига, носили на первом этапе описания пороговых деформаций в основном качественный и во многом гипотетический характер, поскольку алгоритм перехода

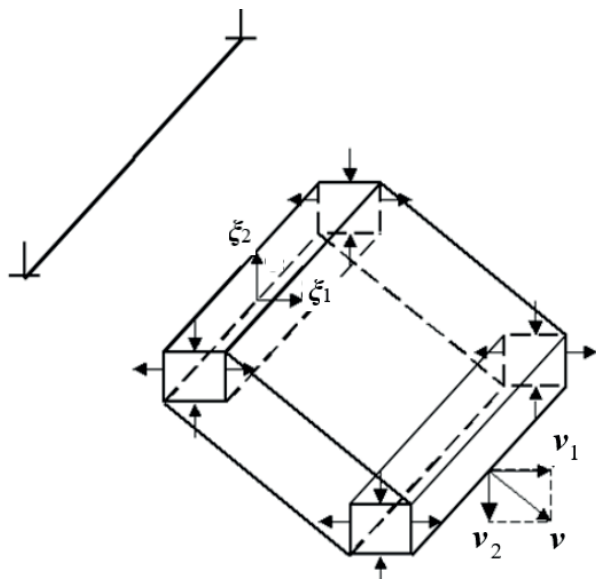


Рис. 13. Волновая модель управления ростом мартенситного кристалла

к финишным (бейновским) деформациям, превышающим пороговые деформации на два-три порядка, еще не был разработан.

В частности, поскольку последовательная физическая теория формирования мартенситного кристалла отсутствовала, при обработке экспериментальных данных сопоставление велось с ориентационными соотношениями Курдюмова–Закса (К-З), Нишиямы (Н) или Гренингера–Трояно (Г-Т) (см., например, [27, 28]). На рис. 14 для иллюстрации приведен один из вариантов соответствия плоскостей и направлений К-З. Хотя никаких деформаций еще не произошло, подразумевается, что выделенные плоскости и направления сохраняют свою параллельность после конечных (бейновских) деформаций.

Действительно, из геометрических соображений можно ожидать, что между решетками γ - и α -фаз сохранится ориентационное соотношение, указывающее параллельность (или приблизительную параллельность) наиболее плотно упакованных плоскостей фаз:

$$\{1\ 1\ 1\}_{\gamma} \parallel \{1\ 1\ 0\}_{\alpha}$$

и выделенных направлений в этих плоскостях. Один из вариантов возможного соответствия К-З отражен на рис. 14, ему сопоставляется параллельность линий $[0\bar{1}1]_{\gamma} \parallel [1\bar{1}1]_{\alpha}$.

Кроме того, рисунок показывает, что, в соответствии с геометрической схемой Бейна (предложенной еще в 1924 г. [29]) ГЦК решетку можно рассматривать как ОЦТ решетку с тетрагональностью $t = \sqrt{2}$. Следовательно, имеется возможность деформационной трансформации ГЦК решетки в ОЦК решетку путем сжатия на 20 % вдоль одной из осей $\langle 001 \rangle_{\gamma}$ и синхронных растяжений приблизительно на 13 % вдоль пары ортогональных осей $\langle 100 \rangle_{\gamma}$, $\langle 010 \rangle_{\gamma}$ (либо $\langle 110 \rangle_{\gamma}$, $\langle \bar{1}10 \rangle_{\gamma}$).

Заметим, соотношение К-З было получено в рамках кристаллогеометрической двухсдвиговой схемы, а соотношение Г-Т установлено экспериментальным путем и формально рассматривалось как промежуточное между двумя первыми вариантами. Различия (в пределах 5°) между упомянутыми ориентационными соотношениями касались в основном значений углов между ориентациями соответственных кристаллографических направлений, лежащих

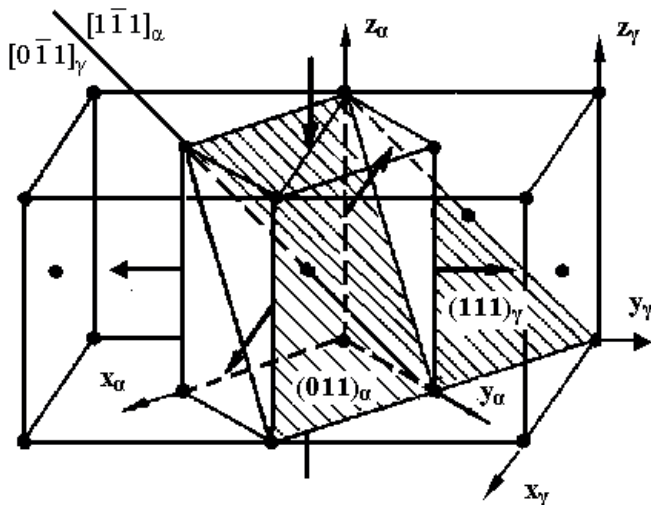


Рис. 14. Схема, поясняющая деформацию Бейна и кристаллографическое соответствие плоскостей и направлений [27]. Направления сжатия и растяжения указаны жирными стрелками, заштрихована плотноупакованная плоскость $(111)_{\gamma} \parallel (011)_{\alpha}$

в почти параллельных плоскостях. В силу этого при измерениях (с точностью до градуса) данные эксперимента оказывались всегда близкими к какому-то из указанных соотношений. Достаточно естественной казалась трактовка соотношения (Г-Т) как следствия отклонения от идеальных ориентировок в ходе релаксации решетки. Однако в динамической теории [9] было показано, что соотношения (Г-Т) отражают реальную динамическую картину превращения, т.е. являются вполне самостоятельными, и отнесение их к неким промежуточным вариантам носит формальный характер.

Кроме того, формализованные кристаллогеометрические подходы [10–13], нацеленные исключительно на интерпретацию морфологических признаков, хотя и демонстрируют приемлемое соответствие с наблюдаемыми морфологическими признаками, не могут дать развернутой в пространстве и времени картины превращения.

Напомним, в описании габитуса присутствует параметр α , поэтому можно ожидать, что этот параметр должен быть существенным и при описании других признаков, если они связаны между собой благодаря единому динамическому управляющему процессу.

Хотя об ожидаемом направлении макросдвига можно высказать достаточно обоснованные соображения [6], величину его без перехода к финишным деформациям установить невозможно.

4. ПЕРЕХОД К ФИНИШНЫМ ДЕФОРМАЦИЯМ НА ПРИМЕРЕ ОЦК(α)-ГПУ(h) МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

Очевидно, что обсуждение перехода от пороговых к финишным деформациям следует начинать со сравнительно простых случаев формирования кристаллов мартенсита, не обладающих тонкой структурой двойников превращения. Именно такую возможность дает описание мартенситного превращения в титане, представляющее перестройку из ОЦК-фазы в гексагональную плотноупакованную (ГПУ)-фазу.

4.1. Исходная кристаллогеометрическая информация

Напомним вкратце некоторые геометрические характеристики. На рис. 15, согласно [30], приведены наиболее упакованная плоскость $(110)_\alpha$ ОЦК-структуры и плотноупакованная плоскость ГПУ-структуры. Заметим, что вместо более распространенного символа ϵ для ГПУ-фазы мы временно используем символ h , поскольку обозначение ϵ закрепляем за деформацией.

Расположение атомов соответствует модели жестких атомных сфер. Отсутствие касания шаров в $\langle 001 \rangle_\alpha$ направлениях указывает на то, что плоскости $\{110\}_\alpha$ не обладают плотнейшей упаковкой, хотя и являются плоскостями с наибольшей плотностью упаковки в ОЦК-решетке (слегка уступают им по плотности заполнения плоскости $\{112\}_\alpha$ и $\{123\}_\alpha$). Из рис. 15 ясно, что при неизменном радиусе

сфер r_3 переход к плотнейшей упаковке требует деформации сжатия в $[001]_\alpha$ и растяжения в $[110]_\alpha$ направлениях.

Сравнение рис. 15, а и рис. 15, б показывает, что $\varepsilon_1 = \frac{3}{2\sqrt{2}} - 1 \approx 0,06066$; $\varepsilon_2 = \frac{\sqrt{3}}{2} - 1 \approx -0,13397$.

Таким образом, в модели жестких атомных сфер кратчайший путь перестройки плоскости $\{110\}_\alpha$ в плотноупакованную требует более чем двукратного превышения значения деформации сжатия над деформацией растяжения.

Поскольку чередование плоскостей $(110)_\alpha$ аналогично чередованию плотноупакованных $(0001)_h$ плоскостей ГПУ решетки (вариант АВАВАВ — позициям В на рис. 15 соответствуют сферы, изображенные штриховыми линиями), то для параметра c_h элементарной ячейки ГПУ-структуры имеем соответствие

$$c_h = a_\alpha \sqrt{2}. \quad (16)$$

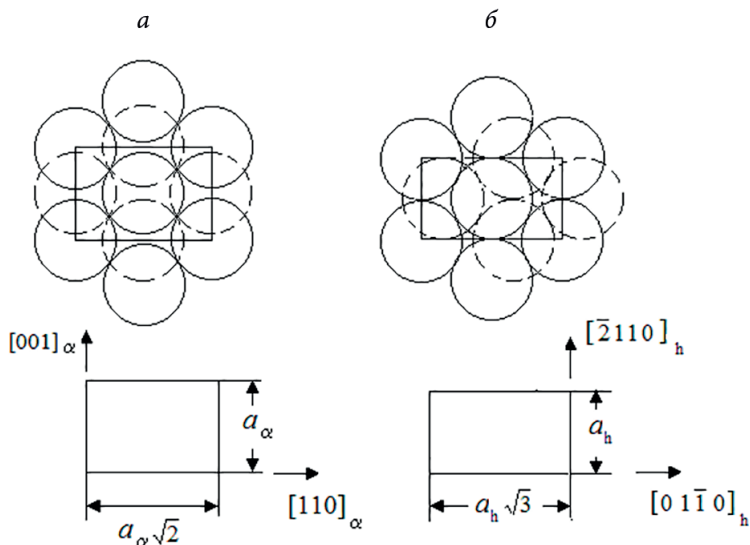


Рис. 15. Наиболее упакованные плоскости:
а — ОЦК-решетка; б — ГПУ-решетка

Учитывая, что $a_h = a_\alpha \sqrt{3}/2$, для идеальной шаровой упаковки находим отношение

$$\frac{c_h}{a_h} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \approx 1.633. \quad (17)$$

Снимем ограничение модели жестких сфер. Тогда условие трансформации плоскости с распределением атомов той же симметрии, что и в $(110)_\alpha$, в плоскость с симметрией расположения атомов, характерной для плотнейшей упаковки, имеет вид

$$(1 - |\varepsilon_2|)\sqrt{3} = (1 + \varepsilon_1)\sqrt{2}, \quad (18)$$

вытекающий из соотношений $a_h \sqrt{3} = a_\alpha \sqrt{2}(1 + \varepsilon_1)$, $a_h = a_\alpha (1 - |\varepsilon_2|)$, где ε_2 — по-прежнему деформация сжатия вдоль $[001]_\alpha$, а ε_1 — растяжение вдоль $[110]_\alpha$. Очевидно, что (18) можно удовлетворить и чистым сжатием ($\varepsilon_1 = 0$, $|\varepsilon_2| = 1 - (2/3)^{1/2} \approx 0,1835$), и чистым растя-

жением ($\varepsilon_2 = 0$, $\varepsilon_1 = (3/2)^{1/2} - 1 \approx 0,2247$). Вводя параметр $\eta = \frac{|\varepsilon_2|}{\varepsilon_1}$,

видим, что формально он определен на интервале от 0 до ∞ . Естественно возникает вопрос о том, какой фактор контролирует выбор конкретного значения η для материала, испытывающего ОЦК-ГПУ мартенситное превращение. Например, требование модели жестких сфер выделяет $\eta = \sqrt{2}(2 - \sqrt{3})/(3 - 2\sqrt{2}) \approx 2.21$. При ударно-волновом воздействии на монокристалл в направлении $[001]_\alpha$ можно осуществить трансформацию чистым сжатием на 18.35 % ($\eta = \infty$), ударное воздействие в направлении $[110]_\alpha$ при прохождении волны разгрузки может вызвать трансформацию чистым растяжением на 22.47 % ($\eta = 0$). Однако при самопроизвольном МП в процессе охлаждения (при достижении температуры M_s) естественным с динамических позиций является выделение порогового значения η_{th} , соответствующего соотношению (8):

$$\eta_{th} \approx \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2. \quad (19)$$

Напомним, что обозначение v_1 относится к скорости волны, несущей деформацию растяжения, а v_2 — к скорости волны, несущей деформацию сжатия.

4.2. Сохранение порогового значения параметра η при переходе к финишным деформациям при формировании кристаллов мартенсита охлаждения

Здесь мы ограничимся рассмотрением простейшего варианта строгой ориентации волновых нормалей вдоль осей симметрии, т. е. при $\mathbf{n}_1 \parallel [110]_\alpha$ и $\mathbf{n}_2 \parallel [001]_\alpha$. Тогда, подставляя в (19) квадраты скоростей продольных волн, выраженные через упругие модули исходной ОЦК-фазы, имеем

$$\eta_{th} \approx \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2 = \frac{C_{11} + C_{12} + 2C_{44}}{2C_{11}}, \quad (20)$$

где C_{11} , C_{12} , C_{44} — упругие модули кристалла в кубической модификации. Согласно данным [31] монокристалл титана при температуре 1238 К имеет упругие модули (в ГПа): $C_{11} = 134$, $C_{12} = 110$, $C_{44} = 36$ (напомним, что температура ОЦК-ГПУ-перестройки при медленном охлаждении равна 1158 К) и параметр решетки $a_\alpha = 3,31 \cdot 10^{-10}$ м. Подставляя значения модулей в (20), получаем $\eta_{th} \approx 1.1791$. Очевидно существенное отличие ожидаемого для титана порогового значения η_{th} от величины $\eta \approx 2.21$, типичной для модели твердых сфер. Учитывая высокую скорость МП, можно ожидать, что потерявшая устойчивость решетка сохранит близкие к η_{th} значения параметра η вплоть до конечных деформаций (ε_i порядка 0.1). Тогда параметры решетки свежееобразованного мартенсита можно оценить следующим образом. Подставляя в (18) $|\varepsilon_2| = \eta \varepsilon_1$ и считая $\eta \approx \eta_{th}$, находим конечное значение деформации растяжения:

$$\varepsilon_1 = \frac{\sqrt{3} - \sqrt{2}}{\eta\sqrt{3} + \sqrt{2}} \approx \frac{\sqrt{3} - \sqrt{2}}{\eta_{th}\sqrt{3} + \sqrt{2}} \approx 0.09195 \quad (21)$$

и соответственно деформацию сжатия $\varepsilon_2 \approx -0.10842$. Учитывая, что $a_h = a_\alpha (1 - |\varepsilon_2|)$, получаем значение $a_h \approx 2.95114 \cdot 10^{-10}$ м, которое хорошо согласуется с экспериментальными данными $a_h \approx 2,95 \cdot 10^{-10}$ м [32], полученными при температуре 4 К. Находя с помощью (16) $c_h \approx 4.6810 \cdot 10^{-10}$ м, видим, что эта величина также хорошо согласуется с данными [32]: $c_h \approx 4,68 \cdot 10^{-10}$ м. Разумеется, и отношение $c_h/a_h \approx 1.58617$ оказывается близким с экспериментальным (и существенно ниже значения (17) для идеальной шаровой упаковки). Очевидно, что отношение c_h/a_h можно и непосредственно выразить через η :

$$\frac{c_h}{a_h} = \frac{\eta\sqrt{3} + \sqrt{2}}{1 + \eta}. \quad (22)$$

Подобное согласие результатов расчета и эксперимента явно свидетельствует в пользу сделанного предположения о сохранении параметром η значения η_{th} в диапазоне деформаций, существенно превышающих пороговый уровень. И это не случайно, поскольку решетка в процессе быстрого перехода к новым устойчивым положениям атомов не обладает способностью к упругому сопротивлению. Поэтому отношение деформаций, заданное упругими характеристиками предшествующего устойчивого состояния, в ходе быстрой трансформации потерявшей устойчивость решетки не успевает измениться, т.е. сохраняет значение, существующее в пороговом режиме при распространении управляющего волнового процесса.

Этот вывод играет ключевую роль для перехода к финишным деформациям (порядка 0.1), расширяя на два-три порядка глубину управления процессом роста мартенситного кристалла.

4.3. Обобщающие замечания

1. С помощью (3) легко убедиться, что при указанном идеальном выборе волновых нормалей ориентации габитусов близки к $\{223\}_\alpha$. Учет реальных дислокационных центров зарождения позволяет описать весь спектр ($\{334\}_\alpha$, $\{8912\}_\alpha$, $\{443\}_\alpha$) наблюдаемых габитус-

ных плоскостей, причем существенную роль играет рассмотрение прямоугольных дислокационных петель [33–38].

Рассмотренный механизм деформации акцентирует внимание на быстрой плоской деформации типа растяжения-сжатия, инициированной парой волн (ответственных за описание габитусов кристаллов), плоскостей $\{110\}_\alpha$ с достаточно плотной упаковкой атомов и дополнительной перетасовкой деформированных плоскостей. Следует подчеркнуть, что такая перетасовка (а точнее, неоднородный сдвиг) не сказывается на макроскопических морфологических признаках и поэтому далее внимание на ней не акцентируется.

В работах [39–40] показано, что аналогичный механизм можно, в принципе, предложить и для перестройки плотноупакованных плоскостей $\{111\}_\gamma$ в случае γ - α мартенситного превращения, хотя вариант реализации бейновского превращения остается предпочтительным.

В [41] γ - α превращение рассмотрено как следствие деформации плоскостей $\{110\}_\gamma$ без последующей перетасовки продеформированных плоскостей.

В [42–44] гексагональная ε -фаза (вместо символа h использован символ ε) интерпретируется в качестве промежуточной фазы, при α - ε - γ -превращении, причем второй переход ε - γ реализуется без макросдвига [45].

Случай плоской деформации весьма нагляден, а условие сохранения отношения деформаций, заданных пороговым режимом, вплоть до финишных значений, позволяет задать ориентационные соотношения как аналитические функции универсального параметра α . Поскольку параметр α выражается через отношения комбинаций упругих констант исходной фазы, эти ориентационные соотношения были названы «материальными». Наиболее компактная публикация [46] легко доступна в архиве статей.

В частности, из рис. 16, б и в хорошо видно, что возникающие сдвиговые деформации (противоположно направленные смещения ΔS) возникают вследствие суперпозиции продольных волн и не связаны с поперечными волнами.

В качестве несложного дополнения авторы рекомендуют читателям ознакомиться с прозрачной аналогией между волновым ростом

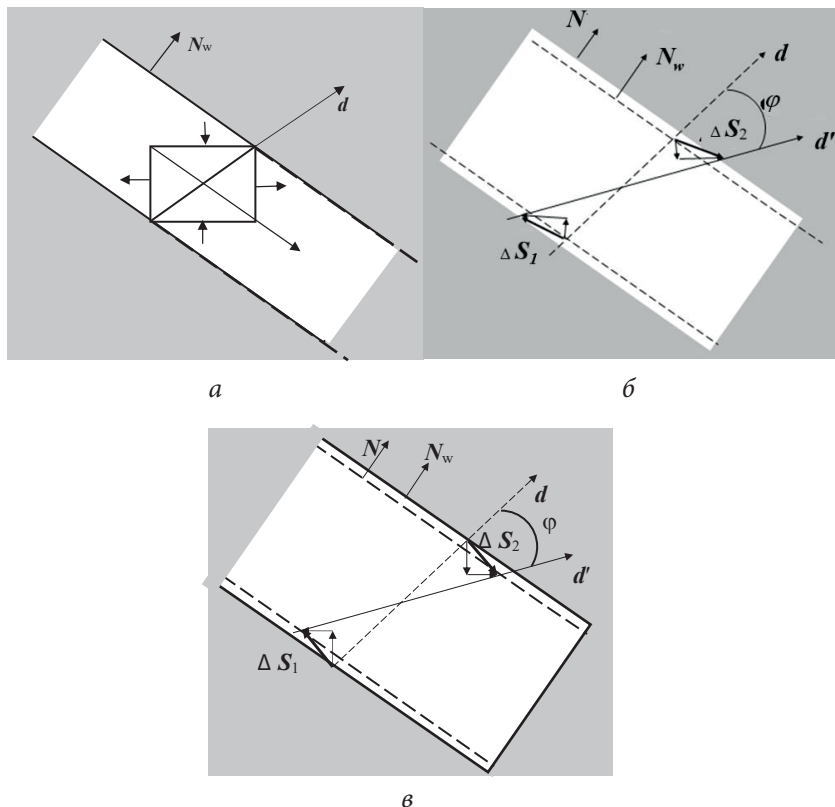


Рис. 16. Модель формирования «канала» превращения в метастабильно устойчивом аустените: а — сечение плоского канала, образующегося при распространении управляющего волнового процесса; б — фрагмент сечения «канала» превращения, демонстрирующий поворот превращающегося материала при деформациях, существенно превышающих пороговые в случае отрицательного объемного эффекта; в — то же в случае положительного объемного эффекта

мартенситного кристалла и хорошо известной моделью волны переключения в системе падающих домино с помощью первой части статьи [47], легко доступной в архиве препринтов.

5. МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ДВОЙНИКОВ ПРЕВРАЩЕНИЯ

Это наиболее сложный, но и наиболее интересный вопрос.

Прежде всего отметим, что двухволновая модель (относительно длинные ℓ -волны) плоской деформации, отвечающая за формирование пластинчатой формы кристалла и ориентацию габитусной плоскости, не переносит трехмерную деформацию бейновского типа, которую следует ожидать на основе простых геометрических соображений (см. рис. 14).

Как уже вкратце отмечалось (см. пп. 4 и 5 введения), наличие тонкой структуры двойников превращения прямо указывает на относительно короткие s -волны, которые должны согласованно действовать с ℓ -волнами, обеспечивая трехмерную деформацию, инициирующую деформацию Бейна. Таким образом, встает задача обобщения волновой модели управления ростом кристалла. Причем обобщенная модель должна объяснить, каким образом успевает формироваться двойниковая структура при сверхзвуковом росте кристалла.

5.1. Выбор направлений волновых нормалей s - и ℓ -волн

Для того чтобы получить принципиальный ответ на поставленный вопрос, достаточно ограничиться самой простой моделью идеальной (регулярной) структуры двойников превращения, в которой чередуются основная и дополнительная (двойниковая) компоненты.

Полагаем, что главные оси бейновского сжатия в компонентах чередуются и, для определенности, ориентированы вдоль ортогональных направлений $[100]_\gamma$ и $[010]_\gamma$. С этими направлениями естественно связать волновые векторы продольных s -волн с единичными волновыми нормальми:

$$n_{1s} = [010]_\gamma, \quad n_{2s} = [100]_\gamma. \quad (23)$$

Заметим, что, в соответствии с принятой нами символикой, индекс 2 закреплен за волной, несущей в пороговом режиме деформацию сжатия, а индекс 1 — за волной, несущей в пороговом режиме деформацию растяжения. Ниже мы легко получим условие, предопределяющее указанный выбор. Тогда из (3) немедленно следует, что имеются две равноправные ориентации границ раздела между компонентами двойниковой структуры, а именно $(110)_\gamma$ и $(\bar{1}\bar{1}0)_\gamma$.

Строго говоря, речь идет о регулярной слоистой структуре, так как дополнительная к основной компонента может представлять и область искаженного аустенита.

Полагаем далее, что имеются две продольные ℓ -волны. Причем одна из ℓ -волн распространяется вдоль оси $[001]_\gamma$, а вторая — в плоскости $(001)_\gamma$.

Первое очевидное условие согласованности между ℓ - и s -волнами заключается в требовании общего для обеих компонент двойниковой структуры растяжения вдоль $[001]_\gamma$. Поэтому, следуя принятой символике, считаем, что единичные волновые нормали ℓ -волн имеют вид

$$n_{1\ell} = [001]_\gamma, \quad n_{2\ell} = [\sin \psi \cos \psi \ 0]_\gamma. \quad (24)$$

То есть ℓ -волна, бегущая вдоль оси $[001]_\gamma$, инициирует превращение за счет деформации растяжения. Тогда волна с нормалью $n_{2\ell}$ инициирует превращение за счет деформации сжатия.

Теперь, в свою очередь, ясно, что если угол ψ между $n_{2\ell}$ и $[100]_\gamma$ меньше $\pi/4$, то именно направление $[100]_\gamma$ будет предпочтительным в качестве главной оси бейновского сжатия (при $\psi > \pi/4$ в качестве главной оси бейновского сжатия выделялась бы $[010]_\gamma$). Значит, выбору индексов в (23) соответствует неравенство $\psi < \pi/4$.

5.2. Снятие вырождения по ориентациям границ регулярной слоистой (двойниковой) структуры при распространении ℓ -волны сжатия

По аналогии с процессом возбуждения ℓ -волн в форме волновых пучков, как следствия возникновения начального возбужденного состояния в форме колеблющегося вытянутого параллелепипеда (с поперечным размером порядка $\lambda_\ell/2$), естественно полагать, что процесс возбуждения s -волн также связан с колебаниями тонкого параллелепипеда (с поперечным размером порядка $\lambda_s/2$) вытянутого вдоль оси общего растяжения $[001]_\gamma$.

Полезно прояснить, каким образом ℓ -волна, несущая деформацию сжатия, осуществляет отбор в пользу одной из двух возможных ориентаций $(110)_\gamma$ и $(\bar{1}\bar{1}0)_\gamma$ границ раздела компонент двойников. Действительно, от отдельной колеблющейся ячейки должны распространяться волновые пучки со скоростями $\mathbf{v}_s \parallel \pm [100]_\gamma$ и $\mathbf{v}_s \parallel \pm [010]_\gamma$. Считаем, согласно подразд. 5.1, что сжатие несет пучок, бегущий вдоль $[100]_\gamma$, а растяжение — пучок, бегущий вдоль $[010]_\gamma$ или вдоль $[0\bar{1}0]_\gamma$. При конечных деформациях в стесненных условиях, как видно из рис. 16, имеет место поворот превращающейся решетки, вполне определенно связанный с направлениями распространения управляющих волн и характером переносимой ими деформации. Из рис. 17 очевидно, что при переходе от пар направлений $\mathbf{n}_{2s} = [100]_\gamma$ и $\mathbf{n}_{1s} = [010]_\gamma$ ($N_{ws} \parallel [\bar{1}\bar{1}0]_\gamma$) к $\mathbf{n}_{2s} = [100]_\gamma$ и $\mathbf{n}_{1s} = -[010]_\gamma$ ($N_{ws} \parallel [110]_\gamma$) ориентация оси поворота \mathbf{n}_s (коллинеарная $[001]_\gamma$) меняется на противоположную.

В обоих случаях \mathbf{n}_s задается векторным произведением нормалей:

$$\mathbf{n}_s = [\mathbf{n}_{2s}, \mathbf{n}_{1s}]_\gamma. \quad (25)$$

Отсюда понятно, что при учете поворота решетки должен играть тот вариант, при котором в ходе поворота растет величина проекции оси бейновского сжатия на направление $\mathbf{n}_{2\ell}$ сжатия в ℓ -пучке, поскольку при этом будет реализоваться положительная обратная связь для развития процесса сжатия решетки. В анализируемом примере такое возрастание проекции поворачивающейся оси \mathbf{n}_{2s} на $\mathbf{n}_{2\ell}$ имеется в случае $N_{ws} \parallel [110]_\gamma$. Напротив, если в ходе поворота

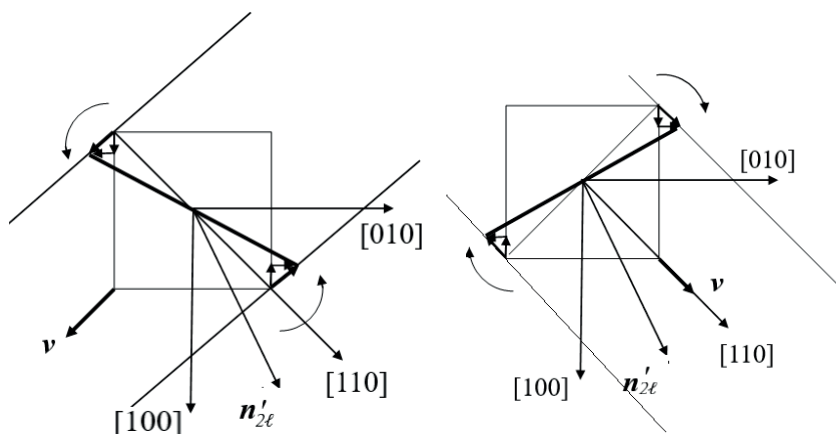


Рис. 17. Различие направлений разворотов решетки при разных ориентациях границ компонент регулярной слоистой структуры, сопровождающихся изменением угла между осью $[100]'$ и $n_{2\ell}'$: уменьшение в случае *a* и увеличение в случае *б* (обозначение $n_{2\ell}'$ относится к проекции нормали $n_{2\ell}$ на $(001)_{\gamma}$, если $n_{2\ell}$ отклоняется от плоскости $(001)_{\gamma}$)

величина проекции оси n_{2s} на $n_{2\ell}$ убывает, то для развития процесса сжатия решетки реализуется отрицательная обратная связь. Значит, ориентировка $N_{ws} \parallel [1\bar{1}0]_{\gamma}$ нормали к границе раздела двойника подавляется, тогда как ориентировка $N_{ws} \parallel [110]_{\gamma}$ активируется. Таким образом, происходит снятие имевшегося двукратного вырождения по возможным ориентациям границ раздела двойников. Очевидно, что при ориентации $n_{2\ell}$ строго вдоль $n_{2s} = [100]_{\gamma}$ (исходного направления оси бейновского сжатия) ℓ -пучок не снимает вырождение в ориентации двойниковых границ.

Итак, в силу запрета, обусловленного обратной связью, области наложения пучков, распространяющиеся в $[110]_{\gamma}$ направлении, перпендикулярном к направлению роста $[1\bar{1}0]_{\gamma}$ основной компоненты двойника, формирующиеся при активации ℓ -пучком стартовой ячейки, не могут инициировать формирование двойниковой структуры с границами $(1\bar{1}0)_{\gamma}$.

Допустим теперь, что единственный колеблющийся тонкий параллелепипед (назовем его для краткости *s*-ячейкой либо

s - ℓ -ячейкой) возник в центре ℓ -ячейки, имея в начальный момент максимальную деформацию сжатия в $[100]_\gamma$ направлении (такая же по величине, но противоположная по знаку деформация в начальный момент имеется вдоль оси $[010]_\gamma$). Совместим позицию центра сечения такой s -ячейки с началом отсчета на плоскости $(001)_\gamma$, присвоив ей нулевые значения координат $(0,0)$. Встает вопрос о возможности регулярного воспроизведения подобных s -ячеек в последующие моменты времени. Покажем, что такая возможность существует. Действительно, рост основной компоненты двойниковой структуры (например, в направлении $[1\bar{1}0]_\gamma$) обязательно сопровождается излучением s -волновых пучков, а значит, и их наложением в $[110]_\gamma$ направлении. Но тогда возможно наложение одной из таких суперпозиций на область переместившегося ℓ -пучка с максимальным значением деформации сжатия (таким же, как и в стартовой $(0,0)$ ячейке). В этом случае следует ожидать возникновения новой стартовой ячейки для роста двойника с ориентацией границы $(110)_\gamma$. Следовательно, появившись один раз, активная коротковолновая ячейка способна периодически возрождаться в межфазной области, теряющей устойчивость при распространении управляющего волнового процесса, обеспечивая самоорганизацию формирования основной компоненты структуры двойника.

5.3. Условие согласования скоростей s - и ℓ -волн при формировании идеальной (регулярной) двойниковой структуры

Итак, полагаем, что растущая в $[1\bar{1}0]_\gamma$ направлении (с суперпозиционной скоростью $\mathbf{v}_{tw} = \mathbf{v}_{1,2s} \sqrt{2}$) тонкопластинчатая компонента способна непрерывно излучать суперпозиционные волновые пучки в $[110]_\gamma$ -направлении (подобно тому, как это постулируется в принципе Гюйгенса). Тогда легко получить условие воспроизведения активной коротковолновой ячейки в оптимальной для реализации пороговых условий области внутри фронта управляющего волнового процесса. А именно, центр коротковолновой ячейки совме-

щается с центром длинноволновой ячейки при соотношении фаз коротковолновых и длинноволновых колебаний, соответствующих максимумам требуемых деформаций растяжения и сжатия. Для этого достаточно потребовать равенства, с одной стороны, времени прохождения со скоростью $v_{2\ell}$ длинноволновой компонентой волнового процесса (несущей деформацию сжатия) расстояния, совпадающего с гипотенузой прямоугольного треугольника, и, с другой стороны, времени прохождения двух катетов этого треугольника распространяющимися суперпозициями коротковолновых пучков со скоростью $v_{tw} = v_{1,2s}\sqrt{2}$.

Сохраним обозначение ψ для угла между $[100]_r$ и скоростью $v_{2\ell}$ (или проекцией вектора скорости $v_{2\ell}$ на плоскость $(001)_r$). Тогда требование воспроизведения наилучших условий для активизации

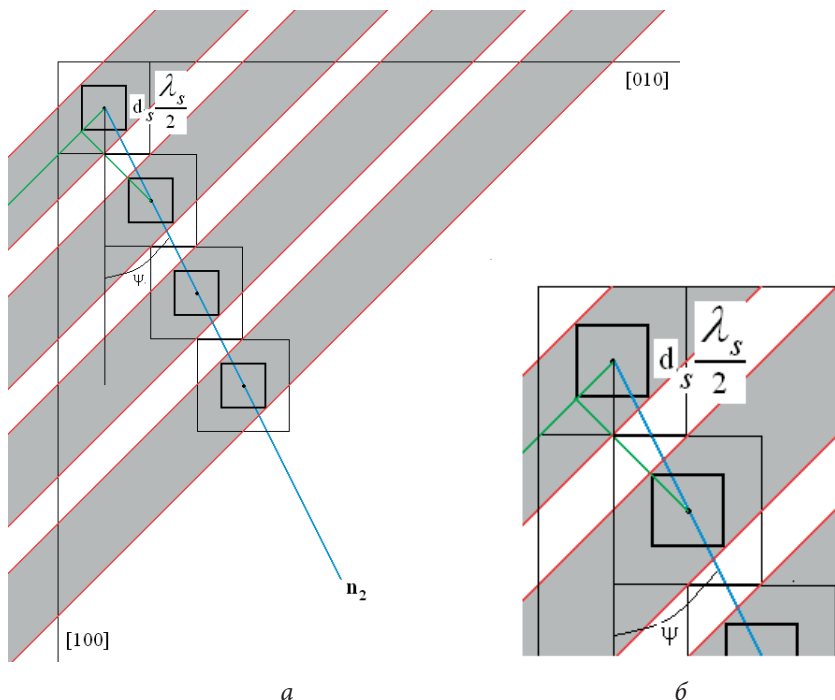


Рис. 18. Динамическая модель формирования регулярной слоистой структуры

коротковолновой ячейки в области фронта управляющего волнового процесса имеет простой вид:

$$v_{1s} = v'_{2\ell}(\psi) \cos(\psi), \quad (26)$$

где $v'_{2\ell}(\psi)$ является проекцией скорости $v_{2\ell}$ на плоскость $(001)_\gamma$ (и совпадает с $v_{2\ell}$ при скорости $v_{2\ell}$ в плоскости $(001)_\gamma$). Значения $v_{2\ell}$ при известных упругих модулях материала находятся из уравнений Кристоффеля [48]. На рис. 18, а для иллюстрации приведено распределение основных (закрашенные области) и дополнительных (незакрашенные области) компонент возникающей структуры, при $d_s = \lambda_s/4$ и $\psi = 26,6^\circ$. На рис. 18, б увеличен фрагмент рис. 18, а, демонстрирующий описанное выше условие воспроизведения активной коротковолновой ячейки. Характерный признак структуры — строгая периодичность распределения компонент (в рассмотренном примере отношение объемов компонент $\beta = 2$). Легко убедиться, что при $d_s = \lambda_s/4$ и $0 \leq \psi \leq \pi/4$ параметр

$$\beta = \operatorname{ctg} \psi. \quad (27)$$

5.4. Формула для соотношения объемов компонент слоистой (двойниковой) структуры

В общем случае возникающая строго периодическая слоистая структура характеризуется соотношением объемов компонент, зависящим только от параметра d_s/λ_s и направления распространения волны, отвечающей на мезомасштабе в составе управляющего волнового процесса за деформацию сжатия:

$$\beta = \frac{4 \frac{d_s}{\lambda_s}}{1 + \operatorname{tg} \psi - 4 \frac{d_s}{\lambda_s}}. \quad (28)$$

Очевидно, что при $d_s = \lambda_s/4$ соотношение (28) переходит в (26). В случае направления $n'_{2\ell}$, соответствующего габитусу $(10\ 3\ 15)_\gamma$, при

$\text{tg } \psi = 0.3$ и $\beta = 2$ из (28) находим $d_s \approx 0.87\lambda_s/4$. Тогда при гармоническом описании волны модуль начальной деформации на границе ячейки $|\varepsilon_{2s}(d_s/2)| \approx 0.7755|\varepsilon_{2s}|_{\max}$. Для иллюстрации в табл. 1 приведены величины β и $|\varepsilon_{2s}(d_s/2)|/|\varepsilon_{2s}|_{\max}$ при некоторых «реперных» значениях параметров $\text{tg } \psi$ и d_s/λ_s .

Таблица 1

Значения β и $|\varepsilon_{2s}(d_s/2)|/|\varepsilon_{2s}|_{\max}$ при $\text{tg } \psi = 0, 1/3, 1$

$\text{tg } \psi$	0	0	0	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	1	1	1	1
d_s/λ_s	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{3}{20}$	$\frac{1}{8}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{2}{9}$	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{3}{10}$	$\frac{1}{4}$
$\frac{ \varepsilon_{2s}(d_s/2) }{ \varepsilon_{2s} _{\max}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	0.89	0.92	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0.77	0.81	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	0.59	$\frac{1}{\sqrt{2}}$
β	∞	2	$\frac{3}{2}$	1	∞	3	2	$\frac{3}{2}$	1	∞	2	$\frac{3}{2}$	1

5.5. Обсуждение результатов

Полученный результат позволяет рассматривать процесс формирования слоистых структур (и, в частности, двойникованных мартенситных кристаллов) как чисто динамический. Подчеркнем, что наличие строгопериодической структуры двойников превращения дает возможность с помощью (28) по экспериментальным данным для значений β , $\text{tg } \psi$ и толщины основной компоненты двойника (равной $d_s\sqrt{2}$) определить длину волны λ_s :

$$\lambda_s = \frac{4d_s(1+\beta)}{(1+\text{tg } \psi)\beta} = \frac{2\sqrt{2}(d_s\sqrt{2})(1+\beta)}{(1+\text{tg } \psi)\beta}. \quad (29)$$

Так, при типичной толщине $d_s\sqrt{2} = 10^{-8}$ м, $\beta = 3/2$ и $\text{tg } \psi = 0.3$ из (29) получаем $\lambda_s \approx 3.626 \cdot 10^{-8}$ м, т. е. толщина $d_s\sqrt{2} \approx 0.2758\lambda_s$, размер исходной s -ячейки $d_s \approx 0.195\lambda_s$, а $|\varepsilon_{2s}(d_s/2)| \approx 0.81815|\varepsilon_{2s}|_{\max}$.

Следует отметить, что периодическое восстановление активной s -ячейки в центральной области фронта ℓ -пучка обеспечивает старт роста каждой новой тонкопластинчатой компоненты от центра к краям мартенситного кристалла.

Разделив суммарную длину катетов треугольника, показанного на рис. 18, на скорость $v_{tw} = v_{1,2s} \sqrt{2}$, находим, что интервал времени Δt_1 между двумя ближайшими стартами роста полос равен $T_s/2$, где T_s — период s -колебаний $T_s = \lambda_s / v_s$.

Заметим, что при распространении вдоль катета в направлении роста основной компоненты двойника затухание s -волн, за счет поддержки неравновесной электронной подсистемой, должно как минимум компенсироваться. Но при распространении вдоль катета в направлении $[110]_\gamma$, ортогональном направлению роста, излучаемые волновые s -пучки не поддерживаются неравновесной электронной подсистемой и необходимо учитывать их затухание в процессе распространения. Время Δt_2 распространения вдоль катета в направлении $[110]_\gamma$:

$$\Delta t_2 = T_s \frac{\tilde{d}_s(1+\beta)}{2\beta} \leq \Delta t_1, \quad \tilde{d}_s = \frac{2d_s}{\lambda_s} \leq 1, \quad (30)$$

где равенство возможно лишь в случае $\text{tg } \psi = 1$ при $\psi = \pi/4$.

Характеризуя затухание постоянной времени τ_s , напомним, что ближайшим по порядку величины к предельному значению является $\tau_s \approx 10T_s$, когда в течение периода колебания амплитуда падает примерно на 10 %. Для относительно длинноволновых ℓ -смещений, как подробно обсуждается в [6], выполняется соотношение $\tau_\ell \sim (10^4 - 10^3) T_\ell$ и процесс генерации волн неравновесными электронами вполне реализуем. Для s -смещений (с волновыми векторами, по порядку величины еще превышающими наикратчайшие бриллюэновские векторы) следует ожидать величин τ_s из диапазона $\tau_s \sim (10^2 - 10^1) T_s$, причем верхняя граница τ_s достигается, скорее всего, при снижении температуры, когда существенно уменьшается вклад в затухание, обусловленный рассеянием на коротковолновых фононах. Таким образом, динамический процесс формирования основной компоненты слоистой структуры, неотъемлемой составляющей которого

является участие s -пучков, на наш взгляд, непосредственно связан с возможностью генерации волн неравновесными электронами.

Выполнение неравенства $\Delta t_2 < T_s/2$, учитывая малые значения T_s , до некоторой степени оправдывает пренебрежение затуханием s -волн между актами последовательного возбуждения s -ячеек. Тем более что возбуждение новой s -ячейки должно сопровождаться пополнением энергии.

На данном этапе развития теории возникновение первой активной s -ячейки рассматривается как спонтанный процесс, а фазировка начальных деформаций в s -ячейке считается стохастическим (случайным) фактором. Выполнение сильного неравенства $T_s \ll T_\ell$ дает возможность многократных попыток согласованного возникновения s - и ℓ -ячеек.

Выбор s -ячейки в виде тонкого прямоугольного параллелепипеда с ребрами вдоль осей симметрии 4-го порядка соответствует тому, что среди продольных колебаний именно кванты колебания в $\langle 100 \rangle$ направлениях обладают наименьшей энергией, а следовательно, их возбуждение наиболее вероятно, что подтверждается результатами рассеяния нейтронов [49].

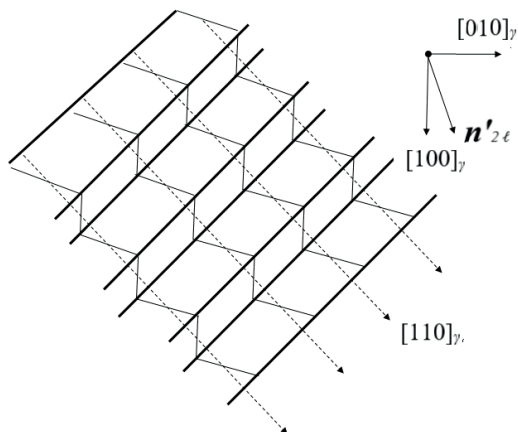


Рис. 19. Система чередующихся сдвигов в основной и дополнительной компонентах регулярной слоистой структуры при $\beta = 2$

Следует иметь в виду, что в волновом режиме формируются только основные компоненты слоистой (двойниковой) структуры, играющие активную роль. Прослойки между основными компонентами испытывают вынужденное превращение за счет развивающейся сдвиговой деформации (при стремлении к финальным значениям деформаций), так как их решетка находится в когерентной связи с решетками обрамляющих ее основных компонент. Схематически этот процесс иллюстрирует рис. 19.

Из рис. 19 очевидно, что величина вынужденной сдвиговой деформации в двойниковых (более тонких) слоях превышает деформацию сдвига в основных компонентах.

5.6. Заключительные замечания о формировании двойниковой структуры

1. Динамическая модель регулярной структуры двойников превращения изложена в работах [50–55], а в [56–63] обсуждаются различные аспекты формирования нерегулярных структур.

2. Как показывает анализ [57, 58], точное выполнение условия согласования скоростей s - и ℓ -волн (26) достигается не всегда. В связи с этим возникает отклонение от оптимального соотношения между фазами s - и ℓ -деформаций, приводящее к неоднородности (нерегулярности) двойниковой структуры. В ряде случаев явно наблюдается фрагментация структуры. В динамической теории появление каждого фрагмента связывается со своей спонтанно возбужденной s -ячейкой.

К фрагментации двойниковой структуры ведет и учет затухания s -волн [59].

3. Резкое уменьшение объемов (толщин) основных компонент двойниковой структуры внутри фрагмента после возникновения первой микропластинки, имеющей наибольший объем, получает объяснение как следствие скачкообразного уменьшения длины волны λ_s [61].

4. Противостоять сужению основных компонент двойниковой структуры может процесс дифракционного уширения, имеющий

ярко выраженный характер для волновых пучков с малой шириной фронта (порядка половины длины волны) [62].

5. Полученная при континуальном рассмотрении формула (28) показывает, что возможен вариант перехода к вырожденной двойниковой структуре, когда основные компоненты смыкаются, а двойниковые прослойки исчезают [63]. В табл. 1 таким вариантам соответствуют предельные значения $\beta \rightarrow \infty$. Ясно, что, при учете дискретности среды, достижение толщиной прослойки минимального значения, равного межплоскостному расстоянию в $[110]_y$ направлении ($a/\sqrt{2}$, где a — параметр решетки), может привести к рождению дислокаций (при величине сдвига $\text{tg } \varphi \geq 1$). Анализ [64] показывает, что именно такой вариант приводит к объяснению высокой плотности дислокаций, наблюдаемой в кристаллах пакетного мартенсита (с габитусами, близкими к семейству $\{557\}$).

Переход к модели вырожденной двойниковой структуры в сочетании с условием (8) для частного, но наблюдаемого (в цветных сплавах) типа габитусов, близких к семейству $\{110\}$, позволяет существенно продвинуться в аналитическом описании таких характеристик, как тетрагональность и изменение удельного объема [63, 65].

6. ОБОБЩАЮЩИЕ ВЫВОДЫ И КРАТКАЯ НАВИГАЦИЯ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

1. Изложенный материал сознательно ориентирован на описание идей, положенных в основу динамической теории прямых (при охлаждении) мартенситных превращений — кооперативных фазовых переходов, протекающих в большинстве случаев с признаками переходов I рода.

Центральную роль при описании играет концепция начального возбужденного (колебательного) состояния, возникающего в тех областях аустенита, где упругие поля отдельных дислокаций (или их комбинаций) создают благоприятные условия для старта в волновом режиме быстрого роста мартенситного кристалла. При этом дислокации не принадлежат ни объему, ни поверхностной области локализации начального возбужденного состояния.

Волновой процесс, несущий пороговую деформацию, наследует информацию об особенностях упругого поля дефекта в области старта волнового роста. Полнота наследования может варьироваться. Так, нами выше рассмотрен простейший вариант наследования, при котором ориентации волновых нормалей задаются ориентациями собственных векторов упругого поля дефекта (формулы (7) и (8)). Уже этот вариант достаточно информативен. Тем не менее можно показать, что возможны более полные варианты наследования [66–69].

Весомый вклад в развитие представлений о начальном возбужденном состоянии вносит работа [62], в которой продемонстрирована важная роль учета реального физического базиса спектральных

компонент начальных локализованных «всплесков» колебательной активности, кроме того, проведен учет дифракционного уширения узких волновых пучков, существенный для организации суперпозиционного состояния пары волновых пучков, бегущих в ортогональных направлениях.

Необходимо также отметить, что в уникальных для физики фазовых переходов экспериментах [16, 23, 70–72] было осуществлено физическое моделирование начального возбужденного состояния с помощью воздействия лазерного импульса длительностью 20 пс, имеющего близкую к линейной форму следа на поверхности ориентированного монокристалла. В результате был инициирован рост отдельного кристалла, появление которого вызвало последующую автокаталитическую реакцию образования кристаллов.

2. Стремясь сделать доступной идеологию динамической теории для широкой аудитории исследователей (и в первую очередь молодежи), мы не детализировали механизм генерации управляющих волн неравновесными электронами, ограничившись упоминанием об этом механизме. На понимании сути этого механизма базируется интерпретация ряда наблюдаемых эффектов, упомянутых в пособии [1] (существование нескольких ступеней зависимости M_s от скорости охлаждения, ориентационный эффект в магнитном поле, существование критического размера зерна для протекания мартенситного превращения, зависимость M_s от концентрации легирующего элемента).

Заметим, что ориентационный эффект роста мартенсита в магнитном поле был предсказан динамической теорией [73], теснейшим образом с этим вопросом связаны и результаты [74]. Поскольку разбор упомянутых проблем требует дополнительного арсенала знаний (физики твердого тела, включая квантовые аспекты), мы не стали перегружать пособие сложной информацией. Тем не менее для мотивированных исследователей укажем ряд ссылок на оригинальные работы: [75–80] связаны с проблемой критического размера зерна; [73, 81–91] посвящены вопросу генерации упругих волн неравновесными электронами в режиме фононного мазера. Обратим внимание на работу [92], посвященную критическим скоростям охлаждения, а также на статью [93], объясняющую причину суще-

ствования нижней границы для температуры M_s в сплавах железа. Многие вопросы отражены также в доступных монографиях [6, 9, 55, 79]. В качестве промежуточного итога (с позиций сегодняшнего дня) представляет интерес и обзор [94] результатов динамической теории, достигнутых к 2013 г.

3. Наряду с мартенситом охлаждения различают мартенсит напряжения и мартенсит деформации. Мартенсит напряжения, образующийся при охлаждении во внешнем упругом поле, по механизму образования от мартенсита охлаждения не отличается. Естественно, при внешней нагрузке появляется возможность сокращения наблюдаемых вариантов мартенситных кристаллов.

Напротив, мартенсит деформации образуется на стадии пластического течения, и для понимания особенности формирования мартенситных кристаллов требуется знать, каким образом устроен носитель пороговой деформации. На наш взгляд, к адекватной интерпретации особенностей формирования мартенсита деформации приводят кристонные носители сдвига, возникающие при сильном (контактном) взаимодействии дислокаций с пересекающимися плоскостями скольжения. Вопрос о формировании мартенсита деформации будет рассмотрен в отдельном учебном пособии. Поэтому здесь мы ограничимся только ссылками на три обзора [95–97].

4. Отметим, что применение основной методологии динамической теории, прекрасно справляющейся с описанием мартенситных превращений типа γ - α в сплавах железа, приводит к разумным результатам и в случае превращений, протекающих с не столь ярко выраженными признаками переходов I рода (см., например, [98–105]). Разумеется, эффективное применение динамической теории, например, к сплавам на основе никелида титана, обладающим высокой степенью обратимости превращения, требует дополнительных и, в принципе, понятных разработок.

5. Вполне оправданным в соответствии с результатами [106–110] выглядит применение динамической теории и к бейнитному превращению (по крайней мере к так называемому нижнему бейниту). Этот тип превращения реализуется при температурах, несколько выше M_s , и обладает инкубационным временем, необходимым для

подготовки условий быстрого роста кристалла (на этапе подготовки активны диффузионные процессы).

6. Отметим, наконец, целесообразность постановки экспериментов по направленному формированию мартенситных кристаллов с помощью внешних источников волн смещений атомов [111, 112], как и реализацию программы лазерного зондирования начальной стадии превращения и прецизионного измерения скорости роста отдельного кристалла на основе совершенствования методики [16, 23, 70–72].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное качественное рассмотрение показало, что в структуре управляющего волнового процесса присутствует как минимум пара продольных (либо квазипродольных) волновых пучков, ответственных за описание ориентации габитусной плоскости кристалла (ℓ -волны). Кроме того, могут присутствовать и пары волновых пучков с меньшими длинами волн (s -волны), необходимые для формирования основных компонент двойниковой структуры, которые действуют согласованно с более длинными ℓ -волнами. Как показывает анализ [9], переход к финальным деформациям от порогового уровня по времени может быть разделен на два этапа. Первый, быстрый этап, связан с s -волнами, на нем достигаются равные деформации растяжения и сжатия, дополняемые на втором этапе относительно длинноволновыми деформациями. Такие варианты волнового процесса позволяют инициировать процесс бейновской деформации, приводящей к кратчайшим путям перестройки структуры и, следовательно, к минимальным интервалам времени и максимальным скоростям мартенситного превращения. В качестве примера может служить описание двойникованных тонкопластинчатых кристаллов (или мидрибов линзовидных кристаллов) с габитусами $\{2\ 5\ 9\}_\gamma$ — $\{3\ 10\ 15\}_\gamma$.

Второй механизм, доказавший свою конструктивность применительно к ОЦК-ГПУ (α - h либо α - ϵ) мартенситному превращению на примере титана [33, 34], акцентирует внимание на быстрой плоской деформации типа растяжение-сжатие, инициированной парой

волн (ответственных за описание габитусов кристаллов), плоскостей $\{110\}_\alpha$ с достаточно плотной упаковкой атомов и дополнительной перетасовкой деформированных плоскостей. Следует подчеркнуть, что такая перетасовка (а точнее, неоднородный сдвиг) не сказывается на макроскопических морфологических признаках.

Наблюдаются и комбинированные переходы, в которых одна из фаз может играть роль промежуточной фазы.

В настоящее время, благодаря обширным металлургическим исследованиям, накоплена большая информация о мартенситных превращениях. Набор макроскопических морфологических признаков (своеобразная «визитная карточка» превращения), как и более полный перечень особенностей строения (распределение габитусных плоскостей, неоднородность двойниковой структуры, дислокационная плотность...), содержат в свернутой форме информацию о динамическом механизме формирования кристаллов. Динамическая теория на основе этой информации позволяет в значительной степени реконструировать картину превращения, которая, в соответствии с принципом причинности, представляет собой последовательно разворачивающийся в пространстве с течением времени процесс.

Если после ознакомления с предлагаемым пособием у читателя начнет складываться понимание того, какие процессы стоят за формированием кристалла мартенсита, то изложенный материал оказался востребованным.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Понятия «фаза» и «фазовый переход».
2. Понятие «кристаллическая решетка».
3. Чем мартенситное превращение отличается от других структурных превращений в твердом теле?
4. Какие признаки типичны для фазовых переходов I рода?
5. Почему дислокационные модели роста кристаллов α -мартенсита неадекватны экспериментальной информации?
6. В чем суть деформации Бейна?
7. Что такое двойники превращения?
8. Как записать выражение для гармонической плоской волны?
9. Как выразить нормаль к плоскости, которая «замечается» линией пересечения фронтов плоских волн, распространяющихся в ортогональных направлениях со скоростями v_1 и v_2 ?
10. Почему дислокации называют линейными дефектами?
11. В чем состоит процедура нахождения вектора Бюргерса?
12. В чем различие краевых и винтовых дислокаций?
13. Что понимается под термином «плотность дислокаций»?
14. Как модифицируется концепция гетерогенного зарождения новой фазы в динамической теории мартенситных превращений?
15. Что понимается под начальным возбужденным состоянием?
16. Что понимается под синтезом концепций гетерогенного зарождения и управляемого волнами роста кристалла мартенсита?
17. С какой длиной волны можно связать толщину тонкопластинчатого мартенситного кристалла?

18. Можно ли связать толщину тонкопластинчатого мартенситного кристалла с плотностью дислокаций в аустените?

19. С какой длиной волны можно связать толщину основной компоненты двойниковой структуры?

20. Почему для инициации деформации Бейна недостаточно двух продольных волн?

21. Выполнение какого условия обеспечивает согласование скоростей распространения s - и ℓ -волн при формировании регулярной двойниковой структуры?

22. Какие характеристики задают соотношение объемов компонент двойниковой структуры?

23. Что понимается под вырожденной двойниковой структурой?

24. Какова простейшая динамическая модель мартенситного превращения ОЦК-ГПУ в титане?

25. Какая величина остается неизменной при переходе от пороговых деформаций к финишным?

26. Почему при описании ориентаций габитусных плоскостей можно ограничиться пороговым волновым режимом?

27. Может ли кристалл мартенсита напряжения расти со сверхзвуковой скоростью?

28. Может ли кристалл мартенсита деформации расти со сверхзвуковой скоростью?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. *Чащина В. Г., Кащенко М. П.* Экспериментальные основания динамической теории мартенситных превращений : учеб. пособие. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. — 42 с.
2. *Петров Ю. Н.* Дефекты и бездиффузионное превращение в стали. — Киев : Наук. думка, 1978. — 262 с.
3. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов / под ред. М. А. Майерса, Л. Е. Мура. — М. : Металлургия, 1984. — 512 с.
4. *Хирт Дж., Лоте И.* Теория дислокаций. — М. : Атомиздат, 1972. — 500 с.
5. *Коттрел А.* Теория дислокаций. — М. : Мир, 1969. — 96 с.
6. *Кащенко М. П.* Волновая модель роста мартенсита при γ - α превращении в сплавах на основе железа. — Изд. 2-е испр. и доп. — М. ; Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Ижев. ин-т компьютер. исслед., 2010. — 280 с.
7. *Локишин Ф. Л.* Скорость мартенситного превращения // Науч. докл. высш. шк. — М. : Металлургия, 1958. — № 2. — С. 205–208.
8. *Локишин Ф. Л.* Динамическая теория мартенситного превращения // Тр. Новочеркас. политехн. ин-та. — 1957. — Т. 771/85. — 150 с.
9. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Динамическая модель формирования двойникованных мартенситных кристаллов при γ - α превращении в сплавах железа. — Екатеринбург : УГЛТУ, 2009. — 98 с.
10. *Wechsler M. S., Lieberman D. S., Read T. A.* On the theory of the formation of martensite // Journal of Metals. — 1953, nov. — P. 1503–1515.

11. Bowles J. S., Mackenzie J. K. The crystallography of martensite transformations I // *Acta Metallurgica*. — 1954. — Vol. 2, № 1. — P. 129–137.
12. Bowles J. S., Mackenzie J. K. The crystallography of martensite transformations II // *Ibid.* — P. 138–147.
13. Bowles J. S., Mackenzie J. K. The crystallography of martensite transformations III. Face-centered cubic to body-centered tetragonal transformations // *Ibid.* — Vol. 2, № 3. — P. 224–234.
14. Кащенко М. П., Вережагин В. П. Учет упругого поля прямолинейной дислокации в рамках волнового описания роста мартенсита // *Изв. вузов. Физика*. — 1989. — № 8. — С. 20–23.
15. Conception of New Phase Dislocation-Based Nucleation at Reconstructive Martensitic Transformations / V. V. Letuchev, V. P. Vereshchagin, I. V. Alexina, M. P. Kashchenko // *Journal de Physique IV. Colloque C8*. — 1995. — Vol. 5. — P. 151–156.
16. Кащенко М. П., Летучев В. В., Коновалов С. В. Волновой механизм роста и новая методика инициирования зарождения α -мартенсита // *ФММ*. — 1993. — Т. 76, вып. 1. — С. 90–101.
17. Штрель М. А. Прочность сплавов. Ч. 2 : Деформация. — М. : МИСиС, 1997. — 527 с.
18. Кащенко М. П. Условия генерации волн, сопоставляемых деформации Бейна // *ФММ*. — 1980. — Т. 49, № 5. — С. 937–946.
19. Вережагин В. П., Кащенко М. П. Дислокационные центры зарождения α -мартенсита и ориентационные соотношения при γ - α превращении в сплавах железа // *ФТТ*. — 1991. — Т. 33, вып. 5. — С. 1605–1607.
20. Вережагин В. П., Кащенко С. М., Кащенко М. П. Дислокационные центры зарождения тонкопластинчатого α -мартенсита в сплавах железа // *Изв. вузов. Физика*. — 1991. — № 9. — С. 79–83.
21. Кащенко М. П., Вережагин В. П., Аристова Н. В. Дислокационные центры зарождения при обратном α - γ мартенситном превращении в сплавах железа // *ФММ*. — 1993. — Т. 75, вып. 2. — С. 38–43.
22. Вережагин В. П., Кащенко М. П. Упругая модель дислокационного центра зарождения мартенсита // *Металловедение и термообработка*. — 1994. — № 7. — С. 6–11.
23. Letuchev V. V., Konovalov S. V., Kashchenko M. P. Dynamical Lattice State at the Initial Stage of Martensitic Transformation and Possibilities of its Physical Realization // *Journal de Physique IV. Colloque C2*. — 1995. — Vol. 5. — P. 53–58.

24. Коновалов С. В., Яблонская Т. Н., Кащенко М. П. Центры зарождения и преимущественные ориентировки мартенситных кристаллов при специальной геометрии охлаждения монокристаллов аустенита // ЖТФ. — 1996. — Т. 66, вып. 11. — С. 177–181.
25. Модель формирования пакетного мартенсита / М. П. Кащенко, В. В. Летучев, С. В. Коновалов, Т. Н. Яблонская // ФММ. — 1997. — Т. 83, вып. 3. — С. 43–52.
26. Зарождение кристаллов α -мартенсита с габитусами (hhl) в упругих полях дислокационных петель / М. П. Кащенко, А. В. Нефедов, В. П. Верещагин, В. В. Летучев // Там же. — 1998. — Т. 85, вып. 4. — С. 25–39.
27. Курдюмов Г. В., Утевский Л. М., Энтин Р. И. Превращения в железе и стали. — М. : Наука, 1977. — 240 с.
28. Бернштейн М. Л., Займовский В. А., Капуткина Л. М. Термомеханическая обработка стали. — М. : Металлургия, 1983. — 480 с.
29. Bain E. C. The nature of martensite // Trans. A I ME. — 1924. — Vol. 70. P. 25–46.
30. Эффекты памяти формы и их применение в медицине / В. Э. Гюнтер, В. И. Итин, Л. А. Монасевич [и др]. — Новосибирск : Наука, 1992. — 742 с.
31. Simmons G., Wang. H. Single Crystal Elastic Constants and Culculated Aggregate Properties. — Cambridge. MA : MIT Press, 1971.
32. Petry W. [at al.] // Phys. Rev. — 1991. — B. 43. — P. 10933.
33. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Кристаллодинамика ОЦК-ГПУ мартенситного превращения. I. Управляющий волновой процесс // ФММ. — 2008. — Т. 105, № 6. — С. 571–577.
34. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Кристаллодинамика ОЦК-ГПУ мартенситного превращения. II. Морфология мартенсита // Там же. — Т. 106, № 1. — С. 16–25.
35. Кащенко М. П., Джемилев К. Н., Чащина В. Г. Кристаллодинамика образования ϵ -мартенсита с габитусами $\{334\}_\alpha$ в титане // Изв. вузов. Физика. — 2012. — Т. 59, № 9. — С. 67–70.
36. Кащенко М. П., Джемилев К. Н., Чащина В. Г. Кристаллодинамика образования ϵ -мартенсита с габитусами $\{8\ 9\ 12\}_\alpha$ в титане // Там же. — Т. 59, № 10. — С. 67–70.
37. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Кристаллодинамика образования ϵ -мартенсита с габитусами $\{443\}$ в титане // Там же. — 2016. Т. 59, № 10. — С. 51–55.

38. Кащенко М. П., Кащенко Н. М., Чащина В. Г. Винтовые дислокации как центры зарождения двойникованных кристаллов ε -мартенсита с габитусами $\{443\}$ в титане // Изв. вузов. Физика. — 2018. — Т. 61, № 8. — С. 98–101.

39. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Механизм ГЦК — ОЦК мартенситного превращения с наибыстрейшей перестройкой плотноупакованных плоскостей. I. Соотношение параметров решеток и габитусные плоскости // Там же. — 2008. — № 7. — С. 3–7.

40. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Механизм ГЦК-ОЦК мартенситного превращения с наибыстрейшей перестройкой плотноупакованных плоскостей. II. Ориентационные соотношения // Там же. — № 11. — С 42–47.

41. Чащина В. Г. Мартенситное превращение при наибыстрейшей перестройке $\{110\}_\gamma$ плоскостей // Там же. — 2009. — № 7. — С. 95–98.

42. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Динамическая теория возможных морфологических признаков нанокристаллов аустенита, формирующихся при α - ε - γ превращении в сплавах Fe-Ni путем деформации и перетасовки плоскостей $\{110\}_\alpha$ // ФММ. — 2015. — Т. 116, № 9. — С. 899–907.

43. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Динамическая теория морфологических признаков ε - и γ -фаз, включая ориентационные соотношения Хэдли-Брукса, при α - ε и α - ε - γ мартенситных превращениях // Там же. — Т. 116, № 10. — С. 1011–1018.

44. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Динамическая интерпретация особенностей ориентационных соотношений при α - ε - γ мартенситном превращении путем трансформации плоскостей $\{112\}_\alpha$ // Там же. — Т. 116, № 10. — С. 1019–1030.

45. Чащина В. Г. Модифицированная динамическая модель ГЦК-ГПУ мартенситного превращения без макросдвига // Изв. вузов. Физика. — 2009. — № 7. — С. 92–94.

46. Kashchenko M. P., Chashchina V. G. The material orientation relationship for the bcc-hcp transformation [Electronic resource]. URL: arXiv:0707.1938v1 [cond-mat. mtrl-sci]. — 13.07.2007. — 7 p.

47. Kashchenko M. P. Analogy between the wave of the falling dominoes and the growth of martensitic crystal (a simple enunciating for experimenters) [Electronic resource]. URL: arXiv:0706.3779 [cond-mat. mtrl-sci] — 26.06.2007. — 8 p.

48. Федоров Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах. — М. : Наука, 1965. — 388 с.

49. Исследование структуры γ - и α -фаз в сплавах железо-никель вблизи точки мартенситного превращения. I. Диффузное рассеяние электронов и рентгеновских лучей / Ю.Д. Тяпкин, В.Г. Пуцин, Р.Р. Романова, Н.Н. Буйнов // ФММ. — 1976. — Т. 41, вып. 5. — С. 1040–1047.

50. Кащенко М. П., Чащина В. Г., Вихарев С. В. Динамические модели формирования двойникованных кристаллов. I. Управляющий волновой процесс и снятие вырождения по ориентации двойниковых границ при мартенситных превращениях // Там же. — 2010. — Т. 110, вып. 3. — С. 212–222.

51. Кащенко М. П., Чащина В. Г., Вихарев С. В. Динамические модели формирования двойникованных кристаллов. II. Предпереходные состояния и соотношения объемов двойниковых компонент // Там же. — Т. 110, вып. 4. — С. 323–335.

52. Кащенко М. П., Чащина В. Г., Вихарев С. В. Сравнение форм профилей кристаллов, рассчитанных в волновой модели роста мартенсита, с наблюдаемыми // Металловедение и термическая обработка металлов. — 2010. — № 8. — С. 11–15.

53. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Динамическая модель сверхзвукового роста мартенситных кристаллов // УФН. — 2011. — Т. 181, № 4. — С. 345–364.

54. Kashchenko M. P., Chashchina V. G. Formation of martensite crystals in the limiting case of a supersonic growth rate // Letters on materials. — 2014. — Vol. 4, № 4. — P. 308–315.

55. Kashchenko M. P., Chashchina V. G. Dynamic Theory of γ - α Transformation in Iron Based Alloys. Solving the Problem of the Formation of Twinned Martensite Crystals. — Lambert Academic, Saarbrücken, Germany, 2012.

56. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Ключевая роль двойников превращения при сравнении результатов кристаллогеометрического и динамического анализа для тонкопластинчатого мартенсита // ФММ. — 2013. — Т. 114, № 10. — С. 894–898.

57. Кащенко М. П., Латыпов И. Ф., Чащина В. Г. Влияние соотношения скоростей волн, управляющих формированием тонкопластинчатого двойникованного мартенсита, на модуляцию двойниковой структуры // Вестн. Тамбов. ун-та. — Серия «Естественные и технические науки». — 2016. — Т. 21, № 3. — С. 1046–1050.

58. *Kashchenko M. P., Latypov I. F., Chashchina V. G.* Correlation of velocities of the waves controlling the thin-plate α -martensite formation and the modulation of the transformation twin structure // *Letters on materials*. — 2017. — Vol. 7, № 2. — P. 146–150.

59. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Влияние затухания коротковолновых смещений на формирование двойников превращения в кристаллах α -мартенсита // *ФММ*. — 2017. — Т. 118, № 4. — С. 327–331.

60. *Kashchenko M. P., Kashchenko N. M., Chashchina V. G.* Dynamic options for forming transformation twins // *Materials Today: Proceedings*. — 2017. — Vol. 4. — P. 4605–4610.

61. *Кащенко М. П., Кащенко Н. М., Чащина В. Г.* Влияние изменения длин волн коротковолновых смещений на формирование фрагмента двойниковой структуры кристаллов α -мартенсита // *ФММ*. — 2018. — Т. 119, № 1. — С. 3–8.

62. *Кащенко М. П., Кащенко Н. М., Чащина В. Г.* Начальное возбужденное состояние и расходимость волновых пучков как факторы реализации волнового процесса, управляющего ростом двойников превращения // Там же. — 2019. — Т. 120, № 5. — С. 457–463.

63. *Kashchenko M. P., Kashchenko N. M., Chashchina V. G.* The formation of martensite crystals with a degenerate structure of transformation twins // *Letters on materials*. — 2018. — Vol. 8, № 4. — P. 424–429.

64. *Кащенко М. П., Кащенко Н. М., Чащина В. Г.* Вырожденная структура двойников превращения и оценка плотности дислокаций мартенситных кристаллов // *ФТТ*. — 2019. — Т. 61, № 12. — С. 2274–2279.

65. Динамические сценарии формирования мартенсита с габитусами $\{110\}$ в сплаве $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{50}$ / М. П. Кащенко, Н. М. Кащенко, В. Г. Чащина, Е. С. Белослудцева, В. Г. Пушкин, А. Н. Уксусников // *ФММ*. — 2019. — Т. 120, № 8. — С. 853–860.

66. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Тензор деформации, связанный с управляющим волновым процессом при деформации плоскостей $\{110\}_c$ кубических кристаллов в ходе мартенситного превращения // *Изв. высш. учеб. заведений. Физика*. — 2014. — Т. 54, № 8. — С. 84–87.

67. *Кащенко М. П., Латыпов И. Ф., Чащина В. Г.* Наследование упругого поля дислокационного центра зарождения управляющим волновым процессом // *Изв. вузов. Физика*. — 2015. — Т. 58, № 1. — С. 72–76.

68. *Кащенко М. П., Латышов И. Ф., Чащина В. Г.* Наследование тензора деформации управляющим волновым процессом в области зарождения мартенсита на примере Fe-Ni сплавов // Изв. вузов. Физика. — 2016. — Т. 59, № 5. — С. 128–129.

69. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Наследование упругого поля центра зарождения мартенсита управляющим волновым процессом, инициирующим деформации плоскостей $\{110\}_\epsilon$ кубических кристаллов // Металловедение и термическая обработка металлов. — 2017. — № 7 (745). — С. 14–18.

70. Initiation of the martensitic transformation in iron — based alloys by picosecond pulses / V. V. Letuchev, S. V. Konovalov, S. V. Neskromnyi, M. P. Kashchenko // Journal of Materials Science Letters. — 1992. — Т. 11, № 24. — С. 1683–1684.

71. Физическое моделирование процесса зарождения мартенсита / М. П. Кащенко, В. В. Летучев, С. В. Коновалов, С. В. Нескоромный // ФММ. — 1992. — Т. 67, № 1. — С. 146.

72. Лазерное зондирование начальной стадии мартенситного превращения / М. П. Кащенко, В. В. Летучев, С. В. Коновалов, С. В. Нескоромный // Изв. РАН. — Серия «Металлы». — 1992. — № 2. — С. 105–108.

73. *Кащенко М. П.* Интерпретация ряда характерных морфологических признаков мартенсита систем Fe-Ni, Fe-C в модели фононного мазера // ФММ. — 1984. — Т. 58, вып. 5. — С. 862–869.

74. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Динамическая интерпретация формирования параллельных тонкопластинчатых кристаллов мартенсита в сильных магнитных полях // Металловедение и термическая обработка металлов. — 2014. — № 7. — С. 3–7.

75. Критический размер зерна для зарождения α -мартенсита / Ю. Ф. Иванов, М. П. Кащенко, А. Б. Марков, В. П. Ротштейн // ЖТФ. — 1995. — Т. 65, В. — С. 99–102.

76. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Проблема критического размера зерна при $\gamma \rightarrow \alpha$ мартенситном превращении. Термодинамический анализ с учетом пространственных масштабов, характерных для стадии зарождения мартенсита // Физ. мезомеханика. — 2010. — Т. 13, № 1. — С. 29–35.

77. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Зависимость температуры начала $\gamma \rightarrow \alpha$ мартенситного превращения от размера зерна // Там же. — С. 37–45.

78. *Кащенко М. П., Чащина В. Г., Коновалов С. В.* Расчет доли мартенсита при атермической макрокинетике // *Металловедение и термическая обработка металлов.* — 2010. — № 9. — С. 44–48.

79. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Динамическая модель γ - α мартенситного превращения в сплавах железа и решение проблемы критического размера зерна. — М. ; Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Ижев. ин-т компьютер. исслед., 2010. — 133 с.

80. Оценка критического размера зерна аустенита при γ - α мартенситном превращении с атермической макрокинетикой на примере системы Fe-Ni-Cr / М. П. Кащенко, Н. М. Кащенко, А. В. Королёв, С. А. Оглезнева, В. Г. Чащина // *Физ. мезомеханика* — 2017. — Т. 20, № 6. — С. 56–61.

81. *Кащенко М. П.* Лазерная модель мартенситного превращения в сплавах переходных металлов // Докл. междунаро. конф. «ICOMAT-77». Мартенситные превращения в металлах и сплавах. — Киев : Наук. думка, 1979. — С. 137–141.

82. *Кащенко М. П., Минц Р. И.* Колебательные аналоги деформации Бейна и морфология мартенсита в твердых растворах систем γ (Fe-Ni) // *ФТТ.* — 1977. — Т. 19, № 2. — Р. 329–334.

83. *Кащенко М. П., Минц Р. И.* Механизм мартенситного превращения, обусловленный неравновесностью электрон-фононной системы // *Письма в ЖЭТФ.* — 1977. — Т. 26, вып. 6. — С. 433–435.

84. *Кащенко М. П., Верецагин В. П.* Анализ динамических условий устойчивости решетки при реконструктивных мартенситных превращениях в модели фононного лазера // *ФММ.* — 1984. — Т. 58, вып. 3. — С. 450–457.

85. *Кащенко М. П., Верецагин В. П.* Движение границы мартенситного кристалла в модели фононного лазера // Там же. — 1985. — Т. 60, вып. 5. — С. 855–863.

86. *Верецагин В. П., Кащенко М. П.* Принципы отбора пар электронных состояний, потенциально активных в генерации фононов // Там же. — 1986. — Т. 61, вып. 2. — С. 237–244.

87. *Кащенко М. П., Скорикова Н. А., Чащина В. Г.* Влияние одноосной деформации на число пар инверсно населенных состояний // Там же. — 2008. — Т. 106, № 3. — С. 229–247.

88. Кащенко М. П., Скорикова Н. А., Чащина В. Г. Условия, необходимые для генерации упругих волн неравновесными электронами в металлах с кубической решеткой // ФММ. — 2005. — Т. 99, № 5. — С. 3–13.

89. Скорикова Н. А., Чащина В. Г., Кащенко М. П. Пары инверсно населенных состояний электронов в оптимальном для генерации волн интервале энергий // Изв. вузов. Физика. — 2005. — № 11. — С. 44–48.

90. Kashchenko M. P., Skorikova N. A., Chashchina V. G. Pairs of electronic states supporting the wave process of martensite crystal growth // Materials Science and Engineering A. — 2006. — Vol. 438–440. — P. 99–101.

91. Kashchenko M. P., Skorikova N. A., Chashchina V. G. Ab initio analysis of the Effect of Strain on the density of non-equilibrium electronic states and their role in the wave model of martensitic transformations // Materials Science and Engineering: A. — 2008. — Vol. 481–482. — P. 201–204.

92. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Критические скорости охлаждения легированных сталей для зарождения пластинчатого α -мартенсита в динамической теории // ФММ. — 2012. — Т. 113, № 9. — С. 941–950.

93. Кащенко М. П., Семеновых А. Г., Чащина В. Г. Нижняя граница температуры начала формирования α -мартенсита охлаждения в сплавах на основе железа // Там же. — 2003. — Т. 95, № 2. — С. 1–6.

94. Kashchenko M. P., Chashchina V. G. Fundamental achievements of the dynamic theory of reconstructive martensitic transformations // Materials Science Forum. Editors: Prokoshkin S; Resnina N; European symposium on martensitic transformations (ESOMAT 2012). 2013. — Vol. 738–739. — P. 3–9.

95. Кащенко М. П., Чащина В. Г., Семеновых А. Г. Кристонная модель формирования полос сдвига в кубических кристаллах с кристаллографической ориентировкой границ общего типа // Физическая мезомеханика. — 2003. — Т. 6, № 1. — С. 95–122.

96. Кащенко М. П., Чащина В. Г., Семеновых А. Г. Кристонная модель формирования α' -мартенсита деформации в сплавах на основе железа // Физ. мезомеханика. — 2003. — Т. 6, № 3. — С. 37–56.

97. Kashchenko M. P., Chashchina V. G. Crystons: basic ideas and applications // Письма о материалах. — 2015. — Т. 5, № 1. — С. 82–89.

98. Кащенко М. П., Чащина В. Г. О применимости концепции управляющего волнового процесса к $B2 \rightarrow R$ -мартенситному превращению в B2-сплавах никелида титана // Изв. высш. учеб. заведений. Физика. — 2013. — Т. 56, № 7. — С. 76–81.

99. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Динамическая модель формирования промежуточного мезоскопического состояния при $B2 \rightarrow B19$ -мартенситном превращении // Изв. высш. учеб. заведений. Физика. — 2013. — № 5. — С. 65–68.

100. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Динамическая модель $B2$ - $B19$ мартенситного превращения с учетом промежуточного мезоскопического состояния // Там же. — 2013. — Т. 56, № 6. — С. 39–43.

101. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Динамическая модель $B2 \rightarrow B19 \rightarrow B19'$ мартенситного превращения // Металловедение и термическая обработка металлов. — 2013. — № 12. — С. 7–10.

102. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Описание морфологических признаков при $B2$ - $B19$ мартенситном превращении в рамках концепции управляющего волнового процесса // Физ. мезомеханика. — 2014. — Т. 17, № 4. — С. 69–76.

103. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Описание ориентаций границ двойников II типа при $B2$ - $B19$ мартенситном превращении в динамической теории // Там же. — Т. 17, № 5. — С. 63–70.

104. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Описание морфологических признаков при $B2$ - $B19$ мартенситном превращении в рамках концепции управляющего волнового процесса // Там же. — Т. 17, № 4. — С. 69–76.

105. *Kashchenko M. P., Chashchina V. G.* Possible Wave Process Controlling the Growth of Martensite Crystals at $B2 \rightarrow B19$, $B2 \rightarrow B19'$ and $B2 \rightarrow R$ Transformation // Materials Science Foundations. — 2015. — Т. 81, № 82. — С. 3–19.

106. *Кащенко М. П., Джемилев К. Н., Чащина В. Г.* Возможные сценарии формирования бимодального состава субреек в макропластине бейнитного феррита в динамической теории // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. — 2012. — Т. 9, № 1. — С. 452–458.

107. Формирование дополнительной реечной компоненты бейнитного феррита / М. П. Кащенко, К. Н. Джемилев, И. Ф. Латыпов, В. Г. Чащина // Вестн. Тамбов. ун-та. Сер «Естественные и технические науки». — 2013. — Т. 18, № 4–2. — С. 1605–1606.

108. *Кащенко М. П., Джемилев К. Н., Чащина В. Г.* Упругие поля кристонов при формировании реечной структуры бейнитного феррита // Наука и образование : науч. изд. МГТУ им. Н. Э. Баумана. — 2013. — № 1. — С. 299–312.

109. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Оценка эффективной скорости роста пластины бейнитного феррита в динамической теории // ФММ. — 2013. — Т. 114, № 3. — С. 290–296.

110. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Упругие поля кристонов (774)_γ [44_γ] при формировании реечной структуры бейнитного феррита // ФММ. — Т. 114, № 12. — С. 1059–1062.

111. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Перспективные варианты инициации мартенситного γ - α превращения в сплавах железа парой упругих волн // Металловедение и термическая обработка металлов. — 2015. — № 9(723). — С. 3–7.

112. *Кащенко М. П., Чащина В. Г.* Перспективные варианты инициации роста стержневидных кристаллов α -мартенсита в сплавах железа тремя источниками упругих волн // Там же. — 2016. — № 5 (731). — С. 9–13.

Учебное издание

Чащина Вера Геннадиевна

ВВЕДЕНИЕ
В ДИНАМИЧЕСКУЮ ТЕОРИЮ
МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Учебное пособие

Редактор Т. А. Федорова
Корректор Т. А. Федорова
Оригинал-макет В. К. Матвеев

*Электронное сетевое издание
размещено в архиве УрФУ
<http://elar.urfu.ru>*

Подписано 12.02.2020. Формат 60 × 84 ¹/₁₆.
Уч.-изд. л. 3,6. Объем данных 1,8 Мб.
Гарнитура Minion Pro.

Издательство Уральского университета
620000, Екатеринбург-83, ул. Тургенева, 4.
Тел.: +7 (343) 358-93-06, 350-90-13, 358-93-22, 350-58-20
Факс +7 (343) 358-93-06
E-mail: press-urfu@mail.ru
<http://print.urfu.ru>